

VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

**Měření elektrické pevnosti vzduchu
v homogenním poli – Paschenova křivka**

**Measurement of Dielectric Strength of Air
in Homogeneous Field - Paschen's Curve**

2016

Lukáš Létal

VŠB - Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

Zadání bakalářské práce

Student: **Lukáš Létal**
Studijní program: B2649 Elektrotechnika
Studijní obor: 3907R001 Elektroenergetika
Téma: Měření elektrické pevnosti vzduchu v homogenním poli - Paschenova
křivka
Measurement of Dielectric Strength of Air in Homogenous Field -
Paschen's Curve

Jazyk vypracování: čeština

Zásady pro vypracování:

1. Úvod
2. Teoretický rozbor, vedení proudu v plynech, el. pevnost vzduchu
3. Provedte měření Paschenovy křivky pro vzduch
4. Naměřené údaje vyhodnoťte
5. Vytvořte protokol pro měření Paschenovy křivky
6. Závěr

Seznam doporučené odborné literatury:

- HAVELKA, Otto. Elektrické přístroje, Praha, 1985, SNTL
- HAVELKA, Otto. Stavba elektrických přístrojů I., Brno, 1984, VUT Brno
- Katalogy a katalogové listy
- Odborné a technické www stránky
- Technické normy


Formální náležitosti a rozsah bakalářské práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.


Vedoucí bakalářské práce: **Ing. Petr Kačor, Ph.D.**

Datum zadání: 01.09.2015

Datum odevzdání: 29.04.2016





prof. Ing. Stanislav Rusek, CSc.
vedoucí katedry


prof. RNDr. Václav Snášel, CSc.
děkan fakulty

Prohlášení studenta

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně. Uvedl jsem všechny odborné literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpal. Dále prohlašuji, že veškerý software použitý při zpracovávání této práce, je legální.

V Ostravě dne: 27.4.2016


.....
podpis studenta

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval panu Ing. Petrovi Kačorovi, Ph.D. za odbornou pomoc a konzultaci při vytváření této bakalářské práce.

Abstrakt

Cílem této bakalářské práce je popsání chování výbojové činnosti ve vzduchu a její praktické ověření.

První část práce bude zaměřená na teoretický popis výboje ve vzduchu. Bude vysvětlen princip vzniku výboje a popsána charakteristika jednotlivých výbojů. Závěrem této části bude vysvětlení závislosti tlaku na doskokové vzdálenosti elektrod ve vzduchu (tzv. Paschenova křivka).

Druhá část bude zaměřená na samotné měření této Paschenovy závislosti. Bude zhotovena grafická závislost vypočtených a naměřených hodnot a v závěru budou tyto výsledky porovnány a zhodnoceny.

Klíčová slova

elektrický výboj, elektrická pevnost, přeskok, přeskokové napětí, izolant, dielektrikum, voltampérová charakteristika, Paschenova křivka, ionizace, Towsendova teorie výboje, homogenní pole, tlak, doskoková vzdálenost

Abstract

The aim of this thesis is the description of the electrical discharge activity's behaviour in the air and its practical verification.

First part of this paper will be focused at the theoretical description of the electrical discharge in the air. Specifically, the principle of the discharge creation will be described along with characteristic of individual discharges. The conclusion of this part will be an explanation of the pressure dependence to the landing distance between the electrodes in the air (i.e. Paschen's curve)

Second part will be dedicated to itself measuring of the Paschen's curve. A plot of the calculated and measured values will be presented and in the conclusion those results will be compared and evaluated.

Key words

electrical discharge, dielectrical strenght, electrical flashover, breakdown voltage, insulator, dielectric material, Paschen's curve, ionization, voltage-current characteristics, Townsend's discharge theory, homogeneous field, pressure, gap lenght

Obsah

Seznam použitých symbolů.....	- 9 -
Seznam ilustrací a seznam tabulek.....	- 11 -
Úvod.....	- 12 -
1 Teoretický úvod.....	- 13 -
1.1 Rozlišení dielektrika a izolantu.....	- 13 -
1.1.1 Dielektrikum.....	- 13 -
1.1.2 Izolant.....	- 13 -
1.2 Elektrická vodivost obecně	- 13 -
1.3 Elektrická vodivost plynů	- 14 -
1.3.1 Nárazová ionizace	- 14 -
1.3.2 Fotoionizace	- 15 -
1.3.3 Povrchová ionizace z povrchu elektrody.....	- 15 -
1.3.4 Tepelná ionizace.....	- 15 -
1.3.5 Rekombinace, neutralizace a difúze	- 15 -
1.4 Homogenní a nehomogenní pole	- 16 -
1.5 Voltampérová charakteristika plynu	- 17 -
1.6 Vznik výbojů.....	- 18 -
1.6.1 Nesamostatné výboje.....	- 18 -
1.6.2 Samostatné výboje.....	- 18 -
1.7 Druhy výbojů	- 22 -
1.7.1 Koróna.....	- 22 -
1.7.2 Doutnavý výboj	- 23 -
1.7.3 Obloukový výboj.....	- 24 -
1.7.4 Jiskrový výboj	- 25 -
1.8 Elektrická pevnost.....	- 26 -
1.9 Paschenův zákon	- 26 -
1.9.1 Strimér	- 30 -
2 Praktická část – měření Paschenovy křivky	- 31 -
2.1 Popis zařízení	- 31 -
2.2 Postup měření a výstupní data.....	- 35 -
3 Závěr	- 40 -

Seznam použité literatury a informačních zdrojů.....	- 41 -
4 Seznam příloh.....	- 42 -

Seznam použitých symbolů

Symbol	Jednotky	Význam symbolu
A	$1/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$	konstanta závislá na druhu plynu a teplotě
AC	A	střídavý proud
B	$\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$	konstanta závislá na druhu plynu a teplotě
DC	A	stejnosměrný proud
E	$\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1}$	intenzita elektrického pole
Ek	$\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1}$	kritická intenzita elektrického pole
Ep	$\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1}$	elektrická pevnost
I	A	elektrický proud
J	$\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$	hustota elektrického proudu
R	Ω	izolační elektrický odpor
S	m^2	plocha elektrod
U_i	V	ionizační napětí
Um	kV	vypočtená hodnota přeskokového napětí
Up	kV	naměřená hodnota přeskokového napětí
Up_{min}	kV	minimum funkce Paschenovy křivky
Uz	V	zápalné (počáteční) napětí samostatného výboje
W_i	J	ionizační energie
c	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	rychlost světla
d	m	vzdálenost elektrod
dn	m^{-3}	přírůstek elektronů
dx	m	tloušťka vrstvy
e	-	Eulerova konstanta
e^{α·d}	-	činitel zesílení laviny
g	-	ionizační činitel
h	$\text{J} \cdot \text{s}$	Planckova konstanta
h_m	m	tloušťka vzorku
m_e	kg	hmotnost ionizující částice
m_i	kg	hmotnost ionizující částice

n_o	m^{-3}	množství náboje při $g = 0$
$n(d)$	m^{-3}	počet sek. elektronů vzniklých lavinovitě nárazovou ionizací
$n(o)$	m^{-3}	počet primárních elektronů vzniklých ionizací z katody
$n^+ \cdot n^-$	m^{-3}	koncentrace (+) a (-) náboje
n_1	m^{-3}	počet nových sekundárních elektronů po odečtení iniciačního
n_2	m^{-3}	počet elektronů vzniklých po dopadů iontů na katodu
t	s	čas
ν	Hz	frekvence záření
V_e^2	$m \cdot s^{-1}$	rychlost ionizující částice
V_i^2	$m \cdot s^{-1}$	rychlost ionizující částice
x	m	dráha, kterou musí elektron proletět
α	-	Towsendův první ionizační činitel
β	-	Towsendův druhý ionizační činitel
γ	-	Towsendův třetí ionizační činitel
λ	m	střední volná dráha elektronů
λ_m	m	limitní vlnová délka
ρ	$m^3 \cdot s^{-1}$	činitel rekombinace
ρ_r	$\Omega \cdot m$	měrný elektrický odpor
σ	$S \cdot m^{-1}$	konduktivita

Seznam ilustrací a seznam tabulek

Číslo ilustrace	Název ilustrace	Číslo stránky
1.	Schématické znázornění pomocí množin [1]	13
2.	Voltampérová charakteristika plynu [1]	17
3.	Deskové uspořádání kondenzátoru [1]	18
4.	Znázornění lavinovitého mechanismu nárazové ionizace [8]	20
5.	Úplná voltampérová charakteristika [1]	21
6.	Schématické znázornění koróny [4]	22
7.	Statická charakteristika doutnavého výboje [4]	23
8.	Charakteristika jednotlivých oblastí a průběh potenciálu [8]	23
9.	Statická voltampérová charakteristika oblouku [4]	24
10.	Paschenova křivka [1]	27
11.	Mechanismus kanálového výboje [1]	30
12.	Popis měřicího zařízení	32
13.	Popis měřicího zařízení – zadní pohled	32
14.	Popis měřicího zařízení – detailní pohled na měřicí elektrody	33
15.	Obecné schéma pro měření elektrické pevnosti	34
16.	Počítačový 3D model měřicího zařízení	34
17.	Paschenova křivka pro $d = 2,5$ mm	36
18.	Paschenova křivka pro $d = 1$ mm	36
19.	Srovnání naměřených hodnot pro $d = 1$ a $2,5$ mm	37

Číslo tabulky	Název tabulky	Číslo stránky
1.	Naměřené a vypočtené hodnoty pro $d = 1$ mm	38
2.	Naměřené a vypočtené hodnoty pro $d = 2,5$ mm	39

Úvod

Cílem této bakalářské práce je věnovat se problematice výbojové činnosti ve vzduchu a měřením prokázat fyzikální fungování principu Paschenovy závislosti velikosti přeskokového napětí na součinu doskokové vzdálenosti elektrod a tlaku vzduchu.

Na základě úpravy těchto dvou parametrů, v širším měřítku převážně tlaku, jsme schopni měnit velikost přeskokového napětí plyných izolantů a tím značně ovlivňovat hodnotu jejich elektrické pevnosti. Paschenův zákon je reprezentovaný křivkou připomínající „sedlo“, z jehož nejnižšího bodu vzrůstají na obě strany dvě křivky. Právě ty charakterizují v levé části oblast nízkých tlaků a v pravé části oblast vysokých tlaků, kde dochází k vzrůstající hodnotě přeskokového napětí.

Aby k přeskoku vůbec došlo a výboj mohl začít probíhat, je třeba zajistit přísun dostatečného počtu volných nosičů náboje, vzniklých při ději zvaném ionizace, kdy dojde při vynaložení určité ionizační práce právě k uvolnění jednoho nebo více elektronů z původně neutrální molekuly. Samozřejmě že tento proces je doprovázen řadou dalších událostí, jako je vnik kladných a záporných iontů, rekombinace, sekundární emise elektronů apod., které budou v této práci dále vysvětleny.

Fungování je založeno na tom, že v oblasti nízkých a vysokých tlaků, se nevhodně mění střední volná dráha elektronů tak, že k vytvoření a samotnému udržení výboje není ionizací vytvořen dostatečný počet nosičů náboje.

Právě těchto vlastností se hojně využívá například při konstrukci vysokonapěťových vypínačů a zařízení, kdy je kromě většího přeskokového napětí dosaženo také radikálního zmenšení těchto zařízení. Například při konstrukci vakuových vypínačů, kde využíváme oblasti nízkých tlaků, kdy je hodnota přeskokového napětí vyšší, než v případě atmosférického tlaku. Dalším využitím mohou být zapouzdřené vypínače s fluoridem sírovým SF_6 , kde se kromě výborných izolačních vlastností tohoto plynu využívá právě přetlaku, kdy hodnota přeskokového napětí opět roste.

Ve své práci se budu nejdříve zabývat postupným vznikem výboje. Rozepíšu zde jednotlivé typy ionizací a procesy s nimi spjaté, jejich matematické formulace. Důležitou součástí bude zakreslení a popsání voltampérové charakteristiky plynu, na které se budu snažit vysvětlit počátek vzniku výboje od nesamostatného výboje až po samostatný výboj. Pro pochopení samostatných a nesamostatných výbojů zde rozvedu Towsendovu teorii výbojů a popíšu princip mechanismu přeskoků. Jednotlivé základní typy výbojů uvedených v charakteristice výbojů budou detailněji popsány a na závěr se budu věnovat teoretickému popisu elektrické pevnosti a Paschenova zákona, kdy dopodrobna popíšu grafickou interpretaci tohoto zákona. [2], [5]

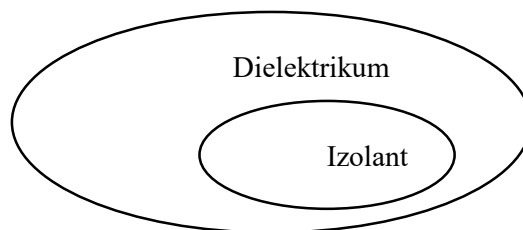
V druhé části práce se budu věnovat experimentálnímu ověřování tohoto zákona, kdy na zhotoveném měřicím zařízení, kterému bude věnována celá kapitola, bude provedena série dvou testů, kdy se pro dvě různé doskokové vzdálenosti budou měřit hodnoty přeskokového napětí při měnícím se tlaku v rozmezí 1 - 100 000 Pa atmosférických. Výstupem tohoto měření bude sada křivek, které budou srovnány s teoreticky vypočtenými hodnotami Paschenova zákona dle vzorce blíže popsaného v této práci. V závěru práce budou výsledky vyhodnoceny.

1 Teoretický úvod

1.1 Rozlišení dielektrika a izolantu

Protože plyny jsou všeobecně za normálních podmínek velmi dobrými izolanty a napříč různou literaturou jsou dost často zaměňovány pojmy dielektrikum a izolant, bude nejdříve potřeba objasnit mezi nimi rozdíly, abychom zjistili, že se nejedná o tytéž látky.

Dielektrikum je obecnější pojem než izolant a platí, že izolanty jsou podmnožinou dielektrik, kdy každý izolant je vlastně dielektrikem, ale ne každé dielektrikum je izolant. Pro lepší pochopení si tato tvrzení můžeme vynést graficky: [1]



Obr. 1 Schématické znázornění pomocí množin [1]

1.1.1 Dielektrikum

Dielektrikum je látka, která má schopnost se po vložení do vnějšího elektrického pole polarizovat a tím má možnost vytvoření vlastního vnitřního elektrického pole. Jsou to tzv. aktivní prvky. [1]

1.1.2 Izolant

Ideální izolant má takřka nekonečný odpor (neobsahuje žádné volné nosiče elektrického náboje) a proto má po vložení do elektrického pole schopnost bránit průchodu elektrického proudu mezi místy s různým elektrickým potenciálem. Jsou to naopak tzv. pasivní prvky. Reálné izolanty obsahují malé množství volných nosičů náboje. [1]

1.2 Elektrická vodivost obecně

Protože ideální izolant neexistuje a vždy obsahuje nějaké malé nezanedbatelné množství nosičů náboje, dosahuje nějaké hodnoty elektrické vodivosti, kterou hodnotíme pomocí měrného elektrického odporu (rezistivity ρ_r [$\Omega \cdot m$]) a měrné elektrické vodivosti (konduktivity σ [$S \cdot m^{-1}$]). [1]

Vztah mezi konduktivitou a rezistivitou: [1]

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (1)$$

Obecně je hodnota rezistivity rovna odporu krychle o hraně 1m, jestliže protéká proud mezi dvěma jejími protilehlými stranami. Pro plochý vzorek při homogenním poli můžeme hodnotu odporu vyjádřit tímto způsobem: [1]

$$\rho_r = R \cdot \frac{S}{h_m} \quad (2)$$

Kde: S ... plocha elektrod [m^2]

h_m ... tloušťka vzorku [m]

R ... hodnota změřeného tzv. izolačního elektrického odporu [Ω]

1.3 Elektrická vodivost plynů

Zmínil jsem, že plyny jsou za normálních podmínek (slabé elektrické pole a nízká teplota) výbornými izolanty. Nikoliv však ideálními. To je způsobeno malou koncentrací volných nosičů náboje, které v tomto případě většinou vznikají působením přirozených ionizačních činidel (např. radioaktivní nebo kosmické záření). Vlivem těchto procesů dojde k uvolnění jednoho nebo více volných elektronů a tedy vzniku volných nosičů náboje.

Tímto způsobem protéká atmosférou při slabém elektrickém poli slabý proud s hustotami J od 10^{-12} do 10^{-16} Am^{-2} . Takto se v zemské atmosféře vytváří v 1cm^3 asi 1000 iontových párů za vteřinu.

Dostatečně velkou koncentrací nosičů náboje plyn ztrácí svou izolační vlastnost a stává se vodivým. K ionizaci dostatečného počtu atomů je potřeba velké množství ionizační energie. V plynech se mohou objevit tyto typy ionizace – nárazová, povrchová, fotoionizace a tepelná. [1], [8]

1.3.1 Nárazová ionizace

Nastává v případě, kdy se neutrální částice (molekula nebo atom) plynu srazí s ionizující částicí (elektron nebo iont), která získala dostatečnou energii urychlením vlivem elektrického pole nebo vlivem vysoké teploty.

Má-li ionizovat elektron, musí být jeho kinetická energie rovna nebo větší, než je potřebná ionizační energie daného plynu: [1]

$$\frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v_e^2 \geq W_i \quad (3)$$

Kde: W_i ... ionizační energie [J]

m_e ... hmotnost ionizující částice [kg]

v_e^2 ... rychlost ionizující částice [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]

Má-li ionizovat iont, musí být jeho kinetická energie rovna nebo dvakrát větší, než je potřebná ionizační energie plynu: [1]

$$\frac{1}{2} \cdot m_i \cdot v_i^2 \geq 2W_i \quad (4)$$

Kde: W_i ... ionizační energie [J]

m_i ... hmotnost ionizující částice [kg]

v_i^2 ... rychlost ionizující částice [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]

Nárazovou ionizaci lze popsat pomocí tzv. Towsendova ionizačního činitele α , který určuje pravděpodobnost ionizace neutrální částice a je dán počtem vzniklých volných nosičů náboje, které v homogenním poli vytvoří jeden elektron nárazovou ionizací na jednotce délky dráhy. [1]

Jako příklad rychle se pohybujících částic, jenž způsobují nárazovou ionizaci, mohou být částice alfa a gama. Hlavním takovýmto ionizačním činidlem v atmosféře je radon. [5]

1.3.2 Fotoionizace

V tomto případě dochází k ionizaci neutrální částice absorbováním fotonů. Ionizačními činidly může být v tomto případě gama záření, rentgenové nebo například kosmické záření. Ze vztahu je zřejmé, že energie fotonu je závislá pouze na frekvenci záření. [1]

Podmínka fotoionizace: [1]

$$h \cdot \nu \geq W_i \quad (5)$$

Kde: h ... Planckova konstanta [$J \cdot s$]

ν ... frekvence záření [Hz]

W_i ... ionizační energie [J]

A odtud můžeme odvodit druhý vztah, a to sice pro limitní vlnovou délku λ_m [m], při které může nastat ionizace: [10]

$$\frac{h \cdot c}{W_i} \geq \lambda_m$$

Kde: c ... rychlost světla [$m \cdot s^{-1}$]

1.3.3 Povrchová ionizace z povrchu elektrody

Když dojde k překročení výstupní práce elektronu, dojde k uvolnění elektronů z povrchu elektrod. Výstupní práci je méněna termoemise, fotoemise popřípadě sekundární emise (tedy bombardování katody ionty).

Povrchovou ionizace lze popsat ionizačním číslem γ , které nám vlastně udává počet elektronů, které se uvolní z povrchu elektrody dopadem kladného iontu na katodu. [1], [3]

1.3.4 Tepelná ionizace

Tento typ ionizace probíhá v plynech s vysokou teplotou. Ionizace může být při zahřívání způsobena při srážkách částic s velkou kinetickou energií, při fotoionizaci tepelným zářením plynu nebo při srážce neutrální částice plynu s elektrony, které vznikly při dřívějších procesech. [5]

1.3.5 Rekombinace, neutralizace a difúze

Současně s ionizačními procesy probíhají proti nim procesy, kdy dochází k úbytku volných nosičů náboje v plynu. Nastává:

- neutralizace**, kdy volné nosiče náboje dopadnou na elektrody opačné polarity, přijmou nebo odevzdají zde náboj a jako neutrální atomy se vrací do prostoru mezi elektrody.
- difúze**, kterou charakterizujeme jako úbytek iontů (obecně volných nosičů náboje) odchodem mimo výbojový prostor.

- c) **rekombinace**, kdy dochází k vzniku neutrální molekuly nebo atomu při srážce dvou částic s nábojem o opačné polaritě a která je přímo úměrná koncentraci iontových párů v plynu.

Může jít například o elektronovou či iontovou rekombinaci. Popřípadě rekombinace při současném střetu tří částic a další.

Pravděpodobnost rekombinace je tím větší, čím menší je relativní rychlost rekombinujících částic. Z toho důvodu tak častěji rekombinují ionty, než elektrony, protože se pohybují ve výbojovém prostoru menší rychlostí. [1], [3]

Rovnice popisující rozdíl mezi počtem vzniklých a rekombinovaných nosičů náboje: [1], [3]

$$-\frac{dN^+}{dt} = -\frac{dN^-}{dt} = g - \rho \cdot n^+ \cdot n^- \quad (6)$$

Kde: $\frac{dN^+}{dt}$ a $\frac{dN^-}{dt}$... derivace koncentrace kladných a záporných nosičů náboje [m^{-3}]

ρ ... činitel rekombinace [$m^3 \cdot s^{-1}$]

$n^+ \cdot n^-$... koncentrace kladných a záporných nosičů náboje [m^{-3}]

g ... činitel ionizace [-]

Jestliže ionizační činidlo přestane působit ($g = 0$), pak dostaneme pro časovou závislost koncentrace nosičů, kterou popisuje rovnice: [1]

$$\frac{dn}{dt} = -\rho \cdot n^2 \quad (7)$$

A pro n získáme vztah pro vyjádření závislosti poklesu volných nosičů nábojů s časem: [1]

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot \rho \cdot t} [m^{-3}] \quad (8)$$

Kde: n_0 ... hodnota koncentrace volných nosičů v okamžiku přerušení působení ionizačního činidla [m^{-3}]

t ... čas [s]

1.4 Homogenní a nehomogenní pole

Praktická část této práce se bude zabývat měřením elektrické pevnosti vzduchu v homogenním poli. Proto si uveďme rozdíl mezi homogenním a nehomogenním polem.

Homogenní pole je takové pole, které má v každém bodě svého prostoru, stejnou hodnotu veličiny, která jej popisuje. Jako příklad uspořádání homogenního pole můžeme uvést dvě deskové elektrody. V homogenním poli se počáteční (zápalné) napětí rovná přeskokovému napětí výboje.[3]

Nehomogenní pole nemá v každém bodě svého prostoru stejnou hodnotu veličiny, která jej popisuje. Příkladem uspořádání můžou být elektrody hrot a deska. Velice výraznou odlišností oproti homogennímu poli je umožnění vytvoření podmínek vhodných pro vznik koróny. [3]

1.5 Voltampérová charakteristika plynu

Celkovým vyjádřením vodivosti plyných izolantů je voltampérová charakteristika plynu. Udává nám závislost proudu na intenzitě E působícího elektrického pole. Pro její zobrazení uvažujeme deskový kondenzátor tvořený dvěma deskovými elektrodami o ploše S a vzájemné vzdálenosti d s plyným dielektrikem. Následným připojením stejnosměrného napětí na elektrody začne protékat obvodem proud, jehož závislost na intenzitě pole vyjádříme voltampérovou charakteristikou. [1]

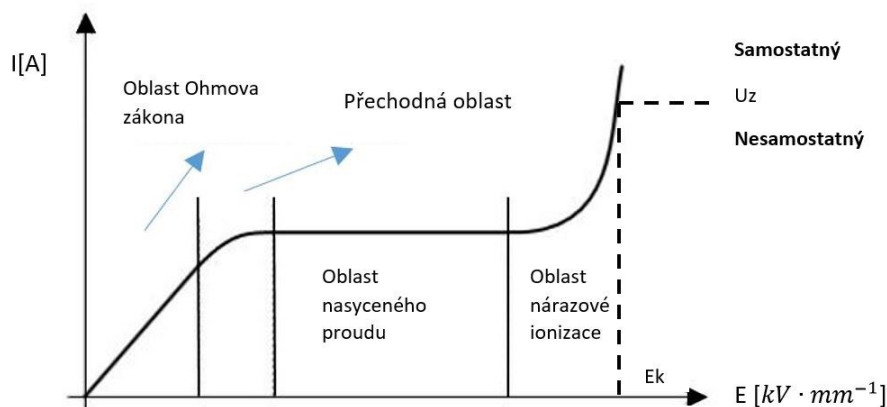
První část grafu reprezentuje výskyt elektrického pole se slabou intenzitou. Proud procházející výbojovým prostorem je proto rovněž malý. Volné nosiče náboje tak získají pouze malé rychlosti oproti tepelnému pohybu pole a budou převládat spíše rekombinační pochody.

V případě iontu nastane taková situace, že střední volná dráha elektronů zůstává takřka stejná a tedy i čas pro její přeběhnutí. Z toho důvodu je zrychlení náboje malé a je pravděpodobné, že při srážce ztratí přírůstek energie získaný z elektrického pole a ztrácí tedy úplně složku rychlosti.

Naopak v případě elektronu je rychlost podstatně vyšší a při pružné srážce s neutrální částicí odevzdá jen zlomek své energie. V první části grafu s lineární závislosti se uplatní Ohmův zákon. [1],[5]

V **druhé** části grafu (nepočítáme přechodnou oblast) došlo k zvýšení intenzity pole. Díky tomu se volné nosiče náboje transportují k elektrodám rychleji. Zvětšení rychlosti způsobí pokles rekombinačních procesů v poli mezi elektrodami a zvýší se tak počet volných nosičů náboje, které se neutralizují na elektrodách. Proudová hustota není v tomto případě závislá na intenzitě elektrického pole. Proud se nemůže se stoupajícím napětím už zvyšovat, protože není pro transport více nosičů k dispozici, než se jich vyrábí. Vznikne tak oblast nasyceného proudu. Nasycenému proudu odpovídají hodnoty elektrického pole od $0,7 \cdot 10^{-6}$ do $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$. [1]

V **třetí** části grafu dojde vlivem dalšího zvýšení intenzity pole k překročení kritické hodnoty pole $E_k = 1 \text{ kV/mm}$ a začne probíhat nárazová ionizace. Při dostatečném počtu uvolněných elektronů touto nárazovou ionizací plyn ztratí svou elektroizolační schopnost a výboj přejde do oblasti samostatné vodivosti. Napětí, při kterém dojde k zapálení samostatné výboje, označujeme jako napětí zápalné – počáteční. Dojde k nárůstu konduktivity a hlavně k exponenciálnímu vzrůstu proudové hustoty při zvyšování intenzity pole. Doposud předcházející dvě oblasti charakterizovaly nesamostatné výboje.[1]



Obr. 2 Voltampérová charakteristika plynu [1]

1.6 Vznik výbojů

Elektrický výboj představuje fyzikální jev, který s ohledem na podmínku existence nabitých částic v okolí elektrod, umožňuje izolantům stát se vodiči elektrického proudu. Pro vznik výboje je důležité přivést na elektrody napětí a zajistit dostatečný počet volných elektronů ionizací.

Podle velikosti přiloženého napětí a procházejícím proudem pak rozlišujeme několik druhů výbojů v plynech, které dělíme podle různých hledisek.

Podle doby trvání je dělíme na přechodné a ustálené. Ustálené výboje pak dále můžeme rozdělit na samostatné a nesamostatné. [4], [2]

1.6.1 Nesamostatné výboje

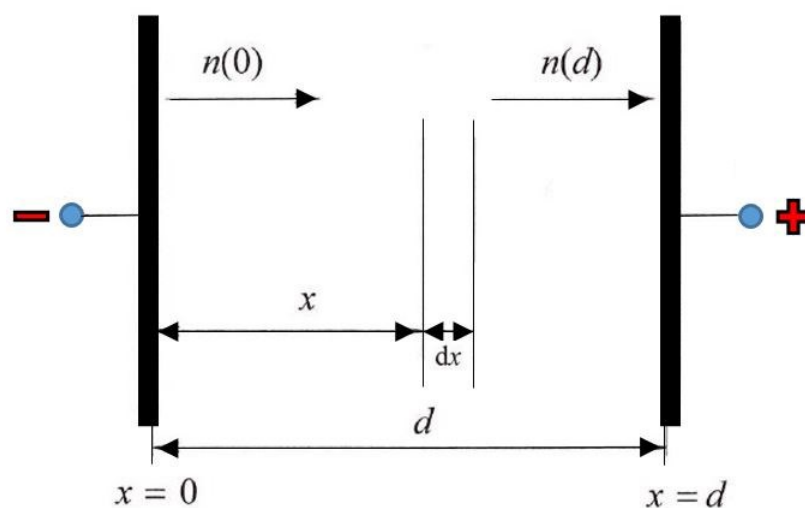
Nesamostatné výboje jsou výboje vzniklé v slabých elektrických polích, které pro svůj vznik potřebují vnější zdroj nabitých částic – ionizační činitel. Tyto výboje ovšem existují pouze při trvalém působení tohoto ionizačního činitele. Jakmile přestane působit zdroj těchto nabitých částic, zanikne i samotný výboj. [1]

1.6.2 Samostatné výboje

Samostatné výboje mají ve své podstatě pouze jeden vlastní zdroj - přiložené napětí, které je dostatečné na to, aby došlo k vytvoření nosičů náboje a ty byly odpovídajícím způsobem, který si vysvětlíme níže, uvedeny do pohybu a umožnily trvání výboje bez přítomnosti ionizačního činidla.

Vznikají tehdy, když je překročena určitá hodnota intenzity elektrického pole. Tuto mezní hodnotu můžeme vyjádřit podmínkou samostatné existence náboje. [1], [3]

Tuto podmínku si odvodíme na základě vysvětlení Towsendovy teorie výbojů. Vyjdeme z deskového uspořádání kondenzátoru vyplněného plynným dielektrikem (viz obr. 3).



Obr. 3 Deskové uspořádání kondenzátoru [1]

Podmínkou pro existenci samostatného výboje je, aby bylo vytvořené silné elektrické pole mezi elektrodami, které by elektrony urychlily natolik, že by jejich energie, kterou získávají účinkem tohoto elektrického pole mezi srážkami s neutrálními částicemi, byla dostatečná k zahájení nárazové ionizace. Podmínkou pro získání té potřebné energie je, aby určitá část srážek bylo nepružného charakteru.

Nepružná srážka je totiž taková srážka, kde při zvětšení kinetické energie srážejících se částic nad určitou hodnotu, dojde ke změně vnitřní struktury. Energie se vlastně mění v energii jiného druhu.

Nejčastěji právě v potenciální energii vazebních elektronů atomu, což způsobuje onu potřebou ionizaci či nabuzení do excitovaného stavu, tedy stavu, kdy je elektron v atomu přenesen do kvantové dráhy vyšší energetické hladiny a teprve až další srážka způsobí ionizaci – tzv. postupná ionizace.

Obecnou podmínkou je, aby narážející částice měla energii větší, než je obecná energie atomu. Jestliže ale není dostatečně velká, tak z důvodu toho, že setrvávání elektronu ve vyšší energetické hladině je nestabilním stavem, který trvá velice krátkou dobu, navrátí se tento elektron zpět do stabilní energetické hladiny. Při tom dojde k uvolnění energie ve formě fotonu.

Pružná srážka se odlišuje tím, že se při ní vnitřní struktura částic nemění. Mění se pouze směr a velikost rychlosti pohybujících se částic.

Na základě použití zákona o zachování hybnosti byly odvozeny rovnice popisující energii, kterou daná ionizující částice musí disponovat, aby mohlo při pružné srážce dojít k nárazové ionizaci (viz 1.3.1).

Nechť se tedy mezi elektrodami nachází volný elektron, který opustil povrch katody působením ionizačního činidla, a směřuje k anodě. Na jednotkové dráze o šířce dx ve vzdálenosti x od katody předpokládáme n elektronů, které svými srážkami s neutrálními částicemi vyrazí dn nových elektronů:

$$dn = n \cdot \alpha \cdot dx \quad (9)$$

Kde: α ... Townsendův ionizační činitel, který nám určuje pravděpodobnost určitého ustáleného množství ionizačních srážek na jednotkové délce urychleného elektronu. Toto určité ustálené množství srážek bylo odvozeno na základě toho, že vzhledem k velkému počtu srážek, které urychlený elektron způsobuje, se s ohledem na toto množství, ustálí střední rychlost tohoto elektronu na konstantní hodnotě. [-]

Pro přírůstek nových elektronů na celé dráze můžeme psát:

$$\int_{n(0)}^{n(d)} \frac{dn}{n} = \int_0^d \alpha \cdot dx \quad (10)$$

Po integraci rovnice (10) a určení konstanty dostaneme tvar:

$$n(d) = n(0) \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (11)$$

Kde: $n(0)$... počet primárních elektronů vzniklých působením ionizačního činidla [m^{-3}]
 $n(d)$... počet nově vzniklých sekundárních elektronů, které byly vyvolány na dráze o vzdálenosti d lavinovitě nárazovou ionizací o počtu $e^{\alpha \cdot d}$ [m^{-3}]

Celkový lavinovitý nárůst $e^{\alpha \cdot d}$ je ale nutné pro odvození celkového počtu nově vzniklých elektronů ještě upravit. Je třeba odečíst počáteční iniciační elektron, který to celé započal:

$$n_1 = e^{\alpha \cdot d} - 1 \quad (12)$$

Kde: n_1 ... počet nově vzniklých sekundárních elektronů lavinovitým mechanismem $e^{\alpha \cdot d}$ po odečtení počátečního elektronu [m^{-3}]

Přesto jsme ale pořád podmínky samostatného výboje pořád nedosáhli. Tomuto lavinovitému vzrůstu počtu nových elektronů odpovídá oblast C-D (Obr. 5). Townsend musel totiž zohlednit i fakt, že počtu nově vzniklých elektronů odpovídá při odtržení elektronů i stejný počet vzniklých kladných iontů.

Nicméně, jak už jsem psal výše, kladné ionty mají oproti elektronům výrazně nižší pohyblivost. A proto šance, že by tak kladné ionty získali dostatečné množství energie pro nárazovou ionizaci, je malá. Nicméně byl pro tento případ zaveden druhý ionizační činitel γ .

Kladné ionty se totiž na celém procesu samostatného výboje podílejí zcela odlišně. A to sice tak, že jsou přitahovány ke katodě a po dopadu na katodu způsobují emisi sekundárních elektronů z jejího povrchu. Způsobují tak prudký nárůst proudu v oblasti grafu D-E (Obr. 5).

Tomuto uvolnění dalších tzv. sekundárních elektronů, odpovídá vztah:

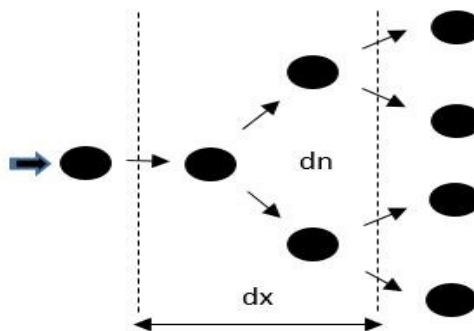
$$n_2 = \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (13)$$

Kde: $(e^{\alpha \cdot d} - 1)$... počet kladných iontů vytvořeným jedním elektronem emitovaným z katody [m^{-3}]

n_2 ... počet elektronů uvolněných těmito ionty z povrchu katody [m^{-3}]

γ ... ionizační číslo, které nám charakterizuje průměrný počet elektronů emitovaných při dopadu kladného iontu na povrch katody a fotoionizaci v prostoru mezi elektrodami [-]

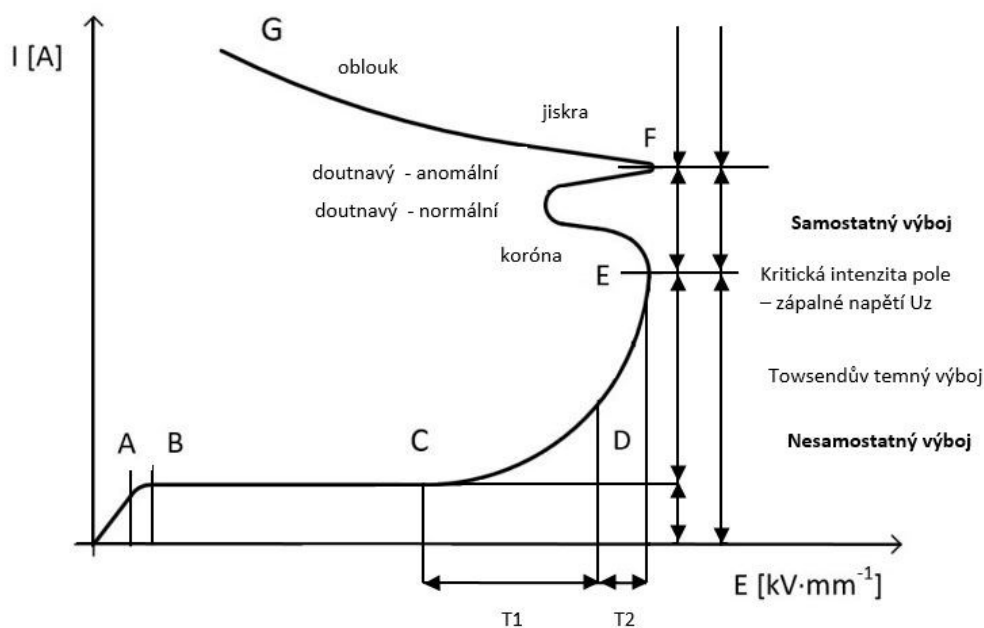
$e^{\alpha \cdot d}$... činitel zesílení laviny [-]



Obr. 4 Znáznornění lavinovitého mechanismu nárazové ionizace [8]

Pokud bude počet tento počet dalších sekundárních elektronů roven nebo větší jedné, bude splněna tzv. Townsendova podmínky regenerace elektronů, kdy dojde za určitého tlaku plynu, vzdálenosti elektrod a určité hodnotě intenzity elektrického pole, k vytvoření samostatného, kdy tyto výboje již nepotřebují k udržení zdroj vnějších ionizačních činitelů.

Splnění této podmínky si můžeme názorně ukázat dalším nárůstem proudu tentokrát v oblasti grafu E-G (obr. 5). (Napětí, při kterém samostatné výboje vznikají, se nazývá počáteční napětí výboje nebo zápalné napětí U_z). [1], [3], [5], [8], [4]



Obr. 5 Úplná voltampérová charakteristika [1]

Když si to tedy v krátkosti shrneme, tak zvýšení napětí v oblasti C-D odpovídá pouze malá změna proudu. Townsend předpokládal, že pomalé zvětšování proudu v této oblasti nastane právě tehdy, když volné elektrony získávají v elektrickém poli dostatek energie pro nárazovou ionizaci. Tomu odpovídá oblast grafu T1, kdy tedy primární elektron vytvoří nárazovou ionizací na dráze $n_1 = e^{a \cdot x} - 1$ nových sekundárních elektronů. Tomuto procesu říkáme elektronová lavina. [3], [9]

Další nárůst proudu, tentokrát rychlejší, nastane při zvyšování napětí, intenzivním dopadem kladných iontů na katodu. Tomu odpovídá oblast grafu T2, kdy se uvolní další sekundární elektrony z jednoho primárního elektronu a vznikne tak $n_2 = \gamma(e^{a \cdot x} - 1)$ nových sekundární elektronů.

Za podmínky, že počet těchto sekundárních elektronů n_2 bude alespoň roven jedné, není už zapotřebí zdroje ionizačního činidla a je splněna podmínka samostatného výboje (14): [3]

Podmínka samostatného výboje:

$$1 \leq \gamma(e^{a \cdot x} - 1) \quad (14)$$

1.7 Druhy výbojů

1.7.1 Koróna

Jestliže napětí roste a dosáhne tzv. počátečního napětí, pak intenzita elektrického pole následkem toho překročí hodnotu pevnosti prostředí a temný výboj přechází v trsovitý výboj - korónu. Jedná se o neúplný, jednopólový a samostatný výboj. Vzniká za atmosférického tlaku v nehomogenním poli mezi elektrodami, jejichž poměr vzdáleností k nejmenšímu poloměru zakřivení je větší než 25. Na rozdíl od ostatních samostatných výbojů nepotřebuje stabilizační odpor. Jeho funkci zde zastává vnější pásmo, které má malou vodivost.

Tento výboj je charakteristický svou modrofialovou svítící vrstvou v přímém okolí elektrody za současného praskání a šumění. Protože korónový výboj ve vzduchu způsobuje vznik ozónu, má z pohledu elektrických zařízení degradační účinky (eroze).

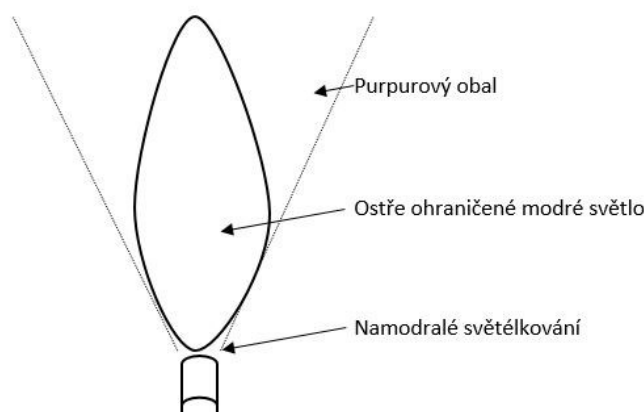
Počáteční napětí koróny je za reálných podmínek velice obtížné určit, protože je hodně ovlivněno stavem povrchu elektrod. Nečistoty a nerovnosti elektrod způsobují vznik předběžných nestabilních výbojů, kterými protéká jen velmi malý proud a stanovit proto počáteční napětí je problematické. Jedině za ideálních podmínek, tedy dokonale čistých a hladkých elektrod, lze za příslušných podmínek (tvar pole, druh a hustota plynu, vlhkost) určit počáteční napětí výboje.

Výboj může vznikat jak u kladné, tak u záporné elektrody. V obou případech koróna vzniká za téměř neměnné intenzity elektrického pole.

U záporné elektrody putují elektrony ze slabě svítící vrstvy koróny do vnější oblasti a rychle tvoří záporné ionty, kladné ionty vrstvy se přemisťují k elektrodám, kde dojde k jejich neutralizaci.

U kladné elektrody putují kladné ionty do vnější vrstvy a elektrony vstupují do vodiče.

Rozdíl spočívá v tom, že dochází k zvětšování prostorového náboje téhož znaménka, jako je polarita zvolené elektrody. Plazma není v termické rovnováze, protože částice koróny mají různé celkové kinetické energie. [2], [5], [4]



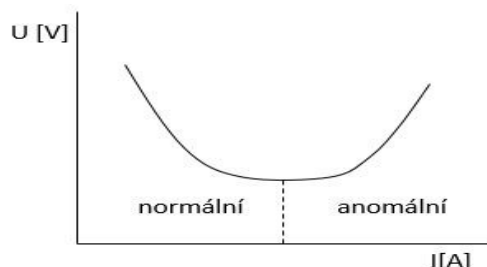
Obr. 6 Schématické znázornění koróny [4]

1.7.2 Doutnavý výboj

Jedná se o typ samostatného výboje se studenou katodou, který vzniká obvykle ve výbojové trubici za sníženého atmosférického tlaku při tzv. zápalném napětí. K ionizaci dochází obvykle srážkami částic s dostatečnou energií v katodovém prostoru.

V blízkosti katody lze pozorovat modré katodové světlo a zbytek výbojové trubice je vyplněn růžovým anodovým sloupcem. Proud tohoto výboje se pohybuje kolem 10^{-3} A. Kromě zápalného napětí rozlišujeme ještě hořící napětí, což je napětí, na které klesne původní zápalné napětí po zapálení výboje. Při snižování napětí zdroje přestane výboj při určité hodnotě existovat. Této hodnotě říkáme zhášení napětí.

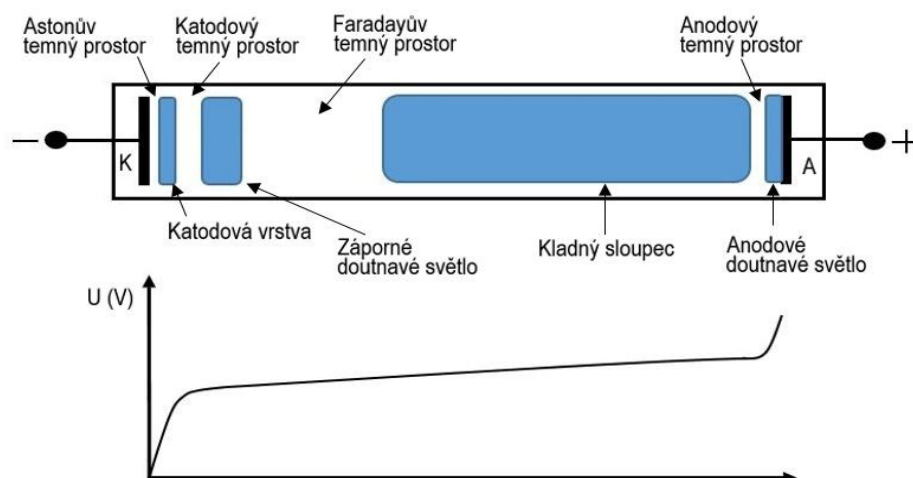
Ze statické charakteristiky výboje, která popisuje souvislost napětí a proudu, vyplývá, že rozlišujeme normální a anomální doutnavý výboj. V případě normálního doutnavého výboje pokrývá záporné doutnavé světlo pouze část povrchu elektrody a intenzita pole s rostoucím proudem klesá. V případě anomálního výboje pokrývá záporné světlo celý povrch katody a katodový úbytek se zvětšuje vlivem rostoucího proudu. [2], [4]



Obr. 7 Statická charakteristika doutnavého výboje [4]

Na doutnavý výboj navazuje dle výbojové charakteristiky jiskra nebo oblouk. Oba tvoří samostatné výboje, jejich plazma je v termické rovnováze. Vznikají za atmosférického tlaku nebo tlaku zvýšeného. Rozdíl mezi nimi je v první řadě dán dobou existence.

Jiskra trvá většinou krátce a obvykle nepotřebuje ani vnější zdroj pro dotování ionizačních pochodů, kdežto oblouk může teoreticky trvat libovolně dlouhou dobu. [2], [4]



Obr. 8 Charakteristika jednotlivých oblastí a průběh potenciálu [8]

1.7.3 Obloukový výboj

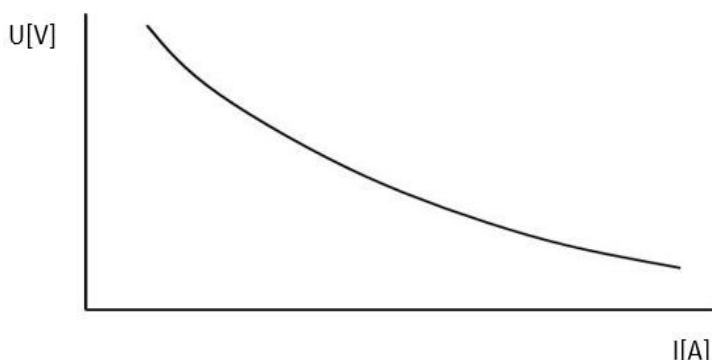
Jedná se o samostatný výboj hořící v plynu vznikající za atmosférického nebo vyššího tlaku. Jedním jeho hlavním znakem je libovolně dlouhá doba trvání oblouku, kdy rekombinační procesy převyšují ionizační procesy pouze v případě použití nějakého zhasacího zařízení.

Obloukový výboj se vyznačuje velkým procházejícím proudem (nad 1 A), vzhledem k nízkým napětím mezi elektrodami (řádově rovné desítkám voltů), vysokou teplotou katody a vysokou proudovou hustotou v okolí katodové skvrny (desítky MA/m²). Tuto vysokou teplotu si oblouk udržuje pomocí tenké vrstvičky umístěné před katodou v katodovém prostoru s velkou intenzitou elektrického pole, z níž kladné ionty s velkou kinetickou energií volně dopadají na katodu, odevzdávají ji svou energii a ohřívají ji tak. Charakteristickým rysem je intenzivní vyzařování světla z výbojového plazmatu.

Oblouk rozlišujeme podle druhu přiloženého napětí na střídavý a stejnosměrný. Stejnosměrný oblouk je popsán statickou charakteristikou a střídavý dynamickou charakteristikou. Již jsem se zmínil, že oblouk se vytváří za určitých podmínek z koróny a při vzniku oblouku se vždy projeví přechodné stádium. Samotná doba vytváření oblouku trvá řádově pouze 10⁻⁶ s. Průchodem proudu výbojovým plazmatem dochází k velkým tepelným ztrátám a teplota plazmatu je již krátce po vytvoření velmi vysoká. Teplota není ve všech místech plazmatu stejně vysoká. Nejvyšší je ve středu neboli trupu plazmatu a směrem od středu/osy k okrajům se snižuje.

Oblouk dále rozlišujeme na nízkotlaký a vysokotlaký. Rozdíl spočívá v tom, že u nízkotlakého probíhá ionizace částic v trupu oblouku nárazovou ionizací elektrony, kdežto u vysokotlakého oblouku je vlivem vysokých teplot plazmatu způsobená tepelnou ionizací.

Důležitou charakteristikou elektrického oblouku je statická voltampérová charakteristika, která udává závislost proudu na napětí. Platí zde, že se zvyšujícím se proudem napětí klesá. To si můžeme odvodit tím, že při zvyšujícím se proudě se zvyšuje průřez oblouku a hlavně se zvyšuje jeho teplota, což způsobuje zvětšení tepelné ionizace. Rovněž je třeba zmínit, že se nosiče přemisťují vlivem difuze a rekombinace ven z trupu oblouku. [2], [4], [5]



Obr. 9 Statická voltampérová charakteristika oblouku [4]

1.7.4 Jiskrový výboj

Jiskra vzniká v homogenním nebo téměř homogenním poli za atmosférického nebo vyššího tlaku mezi hladkými čistými elektrodami, když přiložené napětí překročí hodnotu počátečního napětí samostatného výboje a když je překročena tzv. průrazná intenzita elektrického pole. Patří mezi nejstarší známé uměle vyvolané elektrické výboje.

Za jistých okolností, kdy je intenzita elektrického pole v koróně stejná s elektrickou pevností vzduchu, ve kterém koróna hoří, může koróna snadno přejít v jiskru. Může pak dojít k vytvoření vodivého spojení elektrod jako následek elektronové laviny. Jiskra se projevuje světelným zářením a vznikem hlukových emisí. To je způsobeno rázovou vlnou, která vznikne při vytvoření výbojové dráhy ve vzduchu. Výbojové kanály nemusí končit na druhé elektrodě, ale mohou putovat volně do vzduchu.

K vytvoření výboje je nutný určitý čas. Od okamžiku přiložení potřebného napětí do okamžiku vzniku samotné jiskry uplyne tzv. doba zpoždění jiskry. Ta se skládá ze dvou částí.

První je statická doba zpoždění, která je způsobena tím, že krátce po přiložení napětí nemusí být ve výbojovém prostoru žádný elektron a pokud je, nemusí být jeho ionizace dostatečná. Tento časový údaj je velice důležitý právě v případě praktický měření u malých jiskřišť s téměř homogenním polem.

Druhou částí je doba výstavby jiskry, která je potřebná k vybudování výboje právě od okamžiku, kdy jsou připravené počáteční elektrony.

Mezi jiskrové výboje rovněž blesk. Blesk je velice intenzivní a dlouhý výboj. Délka tohoto výboje může bezmála přesahovat i několik kilometrů. Napětí při výboji dosahuje hodnot 10^7 až 10^9 V a protékající proud může narůst do hodnot až 30 kA. [4], [5]

1.8 Elektrická pevnost

Již v předcházejících kapitolách bylo řečeno, že plyny jsou za normálních podmínek velmi dobrými izolanty, ale nikoliv ideálními. Stále obsahují nějaké malé množství volných nosičů náboje, které ale v tomto případě nestačí k tomu, aby byla vytvořená vodivá dráha mezi elektrodami. Nicméně tento počet volných nosičů náboje lze zvýšením intenzity elektrického pole (přiložením většího napětí) zvýšit. Tím dojde k oslabení izolační schopnosti a k nárůstu měrné elektrické vodivosti. Při překročení kritické hodnoty intenzity pole pak dojde k přeskoku a vytvoření vodivé dráhy mezi elektrodami doprovázené charakteristickým výbojem.

A právě pro charakteristiku těchto izolantů a stavu, kdy vedou a nevedou elektrický proud, používáme veličinu elektrická pevnost. Je to důležitý parametr, který je nezbytné znát pro konstrukci a provoz různých zařízení.

Mechanismy výboje a průrazu (či přeskoku) se značně liší dle skupenství prostředí, ve kterých k ním došlo. O přeskoku mluvíme právě v případě vzniku výboje v plynných či kapalných látkách nebo v případě, že došlo k výboji na rozhraní těchto dvou skupenství.

Kdežto průraz je charakteristický pro pevné látky. Ten se od přeskoku liší rovněž tím, že při přeskoku nedojde k degradačním účinkům, ale zhoršení izolačních vlastností je po ukončení výboje pouze dočasnou záležitostí.

Napětí, při kterém dojde k vytvoření výboje, označujeme jako přeskokové napětí U_p . To závisí na celé řadě faktorů: tloušťka materiálu, míra nehomogenit, nečistoty, vlhkost, struktura materiálu, teplota okolí, frekvence atd.

Pro hodnotu přeskokového napětí závislé na tloušťce izolantu můžeme odvodit vztah pro hodnotu elektrické pevnosti E_p : [1]

$$E_p = \frac{U_p}{d} \text{ [kV}\cdot\text{mm}^{-1}] \quad (15)$$

Kde: U_p ... průrazné napětí (přeskokové napětí) [kV]

d ... vzdálenost mezi elektrodami [mm]

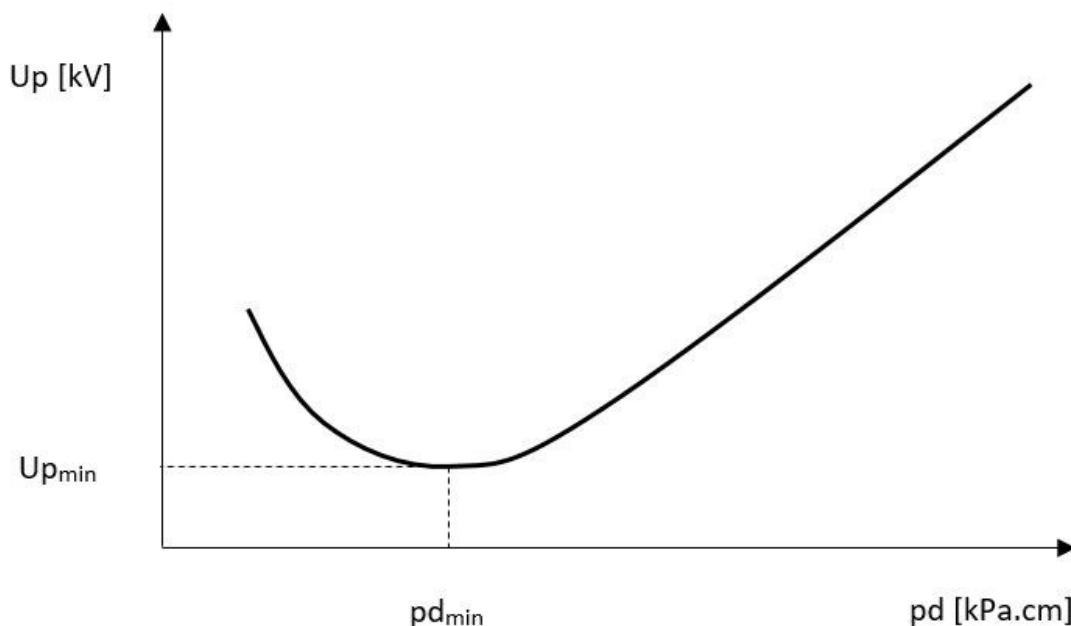
Úplnou charakteristiku plynných izolantů, kde jsme si vysvětlili ztrátu elektrické pevnosti a vznik samostatných výbojů, popisuje voltampérová charakteristika (Obr. 5). [1]

1.9 Paschenův zákon

Ještě dříve, než Towsend přišel se svou teorií, německý fyzik Friedrich Paschen experimentálně objevil v roce 1889 závislost, která charakterizuje velikost přeskokové napětí v homogenním prostředí plynu pouze funkcí součinu tlaku plynu p a vzdáleností elektrod d . Tuto závislost $U_p = f(p \cdot d)$, nazvanou Paschenovým zákonem, graficky interpretuje tzv. Paschenova křivka (Obr. 10).

Jednoduše si tuto závislost můžeme vysvětlit tak, že aby byla zachována stejná hodnota přeskokového napětí U_p , tak v případě, když bychom n -krát zmenšili vzdálenost elektrod, museli bychom o ten samý n -tý násobek zvětšit hodnotu tlaku plynu.

Závislost $U_p = f(p \cdot d)$:



Obr. 10 Paschenova křivka [1]

Abychom si tuto závislost mohli matematicky odvodit, bude zapotřebí se nejprve seznámit blíže s prvním Townsendovým ionizačním činidlem α . V krátkosti si jenom připomeneme, že se jedná o počet volných nosičů náboje vytvořených elektronem na jednotkové dráze.

Tento ionizační činitel závisí na intenzitě elektrického pole E a na tlaku plynu p . Platí totiž, že intenzita pole E určuje, jak velkou energii (označíme ji $eE\lambda$) elektron na střední volné dráze λ získá a velikost této střední volné dráhy zase určuje koncentraci nabitých částic, které doletí k druhé elektrodě a odevzdají zde svou energii, a tato dráha je nepřímo závislá právě na tlaku plynu p .

Tuto závislost vyjadřuje poměr E/p a dále platí, že střední počet srážek na jednotkové délce je $1/\lambda$. Z těchto známých faktů pak můžeme postupně odvodit vztah pro ionizační číslo α : [5]

$$\frac{\alpha}{p} = f \cdot \frac{E}{p} \quad (16)$$

Již víme, že aby elektron ionizoval, musí být jeho energie alespoň rovná nebo větší, než je potřebná ionizační práce plynu, tedy: [5]

$$e \cdot E \cdot x \geq W_i = e \cdot U_i \quad (17)$$

Kde: U_i ... ionizační napětí [V]

x ... dráha, kterou musí elektron proběhnout a platí: [m] [5]

$$x \geq \frac{U_i}{E} \quad (18)$$

Pravděpodobnost, že elektron proběhne celou dráhu x beze srážky, je: [5]

$$e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (19)$$

Jestliže pak za x dosadíme podle vztahu (18) a vynásobíme střední počet volných drah na délkovou jednotku $1/\lambda$ pravděpodobností ze vztahu (19), dostaneme vztah pro ionizační číslo: [5]

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-\frac{U_i}{\lambda \cdot E}} \quad (20)$$

Tento vztah ještě můžeme díky znalosti, že střední volná dráha je nepřímo úměrná tlaku ($1/\lambda = Ap$), upravit do následující podoby: [5]

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{A \cdot U_i \cdot p}{E}} = A \cdot e^{-\frac{B \cdot p}{E}} \quad (21)$$

Kde: $A, B = AU_i \dots$ konstanty závislé na druhu plynu a na teplotě
 $e \dots$ konstanta

Dále pak potřebujeme matematicky přeformulovat podmínku samostatného výboje (13) do tvaru: [5]

$$\alpha \cdot d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (22)$$

Pro matematické vyjádření Paschenovy křivky už pouze stačí do rovnice (22) dosadit místo α vztah z rovnice (21) a dostáváme Paschenovu závislost přeskokového napětí U_p na součinu tlaku p a vzdálenost elektrod d : [5]

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} \text{ [kV]} \quad (23)$$

Kde: $\gamma \dots$ ionizační číslo (pro výpočet předpokládáme konstantní)

Hodnoty konstant pro vzduch: $A = 109,5 \text{ l}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$ a $B = 2738 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$ [5]

Hodnota ionizačního čísla γ pro hliníkové elektrody ve vzduchu: $\gamma = 0,01$ [11]

Z průběhu Paschenovy křivky je zřejmé (Obr. 10), že funkce má své minimum. Toto minimum si můžeme matematickou úpravou vyjádřit z rovnice (23) a získáme vztah pro $U_{p \min}$: [5]

$$U_{p \min} = B \cdot (p \cdot d)_{\min} \text{ [kV]} \quad (24)$$

Vysvětlíme si nyní charakter průběhu Paschenovy křivky. Velikost přeskokového napětí plynu je silně závislé na velikosti tlaku. Obecně platí, že v homogenním poli je za neměnné teploty přeskokové napětí pouze funkcí tlaku a doskovové vzdálenosti elektrod. Zvětšíme-li tedy n -krát doskovovou vzdálenost a současně n -krát snížíme tlak, tak se velikost přeskokového napětí nezmění.

Jestliže budeme porovnávat experimentálně naměřenou závislost $p \cdot d$ s vypočtenou teoretickou závislostí, při eliminování jakýchkoliv chyb měření, bude měření v oblasti malých hodnot $p \cdot d$ vždy s nějakou odchylkou. Ta je způsobena tím, že při teoretickém výpočtu se počítá s konstantním ionizačním číslem γ . Jenže je ověřeno, že v této oblasti malých hodnot $p \cdot d$ roste kinetická energie kladných iontů a proto tedy vzrůstá i ionizační číslo γ a současně s tím se zmenšuje hodnota přeskokového napětí U_p .

Samotný graf Paschenovy křivky má určité minimum funkce $U_{p \min}$ (24). Minimum funkce je pro různé plyny odlišné. Například pro vzduch při atmosférickém tlaku a vzdálenosti elektrod řádově 10^{-2} až 10^{-3} mm byla hodnota experimentálně stanovena v rozmezí 335 až 350 V.

Dále je pro tuto křivku charakteristická zleva klesající a zprava rostoucí větev s počátkem v minimu funkce $U_{p \min}$. Tento průběh si můžeme vysvětlit za předpokladu konstantní doskovové vzdálenosti, kdy budeme pouze měnit hodnoty tlaku. Navíc, vzdálenost elektrod menší než řádově 10^{-2} m je z praktického hlediska neuvažovatelná a tak v součinu $p \cdot d$ rozhoduje tlak [12]

Platí, že v oblasti malých tlaků (levá klesající část křivky) jsou střední volné dráhy elektronů natolik dlouhé, že velká část elektronů, uvolněných z katody, při průletu dráhou mezi anodou a katodou do ostatních částic vůbec nenarazí a nepřispívá tak k nárazové ionizaci a tedy k tvorbě dalších nosičů náboje. Velký význam zde zastávají právě sekundární elektrony uvolněné z katody.

Aby bylo možné vytvořit elektronovou lavinu, bylo by zapotřebí zvýšit intenzitu elektrického pole (zvětšit napětí urychlující elektrony), což je ale z energetického pohledu značně nevýhodné.

Situace se stává čím dál energeticky výhodnější s rostoucím tlakem, až klesající průběh křivky s rostoucím tlakem dosáhne minima funkce, která odpovídá energeticky nejvýhodnější velikosti urychlujícího napětí.

Naopak v oblasti již vysokých tlaků (pravá vzrůstající část křivky) je situace opačná. Střední volné dráhy elektronů jsou pro změnu krátké a elektrony se s neutrálními částicemi srážejí příliš brzo, aniž by stihly získat vlivem urychlujícího elektrického pole potřebou kinetickou energii nutnou k ionizaci. V této oblasti jsou energetické poměry opět nevýhodné a pro vytvoření výboje je opět potřeba velmi zvýšit napětí.

Při interpretaci Paschenovy křivky je nutné mít na paměti, že jsme uvažovali konstantní teplotu. Nicméně za běžných podmínek je nutné brát na tuto veličinu ohled, protože změně teploty je přímo úměrná střední volná dráha elektronů a nepřímo úměrné velikosti konstant A a B v rovnici (23).

Při interpretaci Paschenovy křivky je nutné mít na paměti, že jsme uvažovali konstantní teplotu. Nicméně za běžných podmínek je nutné brát na tuto veličinu ohled, protože změně teploty je přímo úměrná střední volná dráha elektronů a nepřímo úměrné velikosti konstant A a B v rovnici (23). [5], [1]

Rovněž je třeba zohlednit homogenitu prostředí. V případě nehomogenních polí je pro změnu v platnosti tzv. Zákon podobnosti, jenž říká: „*Při konstantní teplotě je přeskokové napětí v geometricky podobných uspořádáních stejné, mění-li se tlak v obráceném poměru s geometrickými rozměry.*“ [5]

Při velmi velkých vzdálenostech a velmi vysokých tlacích je rovněž patrná značná odchylka závislosti U_p na $p \cdot d$ pro různé vzdálenosti elektrod. Jednou z možných příčin je jiný mechanismus vzniku přeskoků (viz. Strimér).

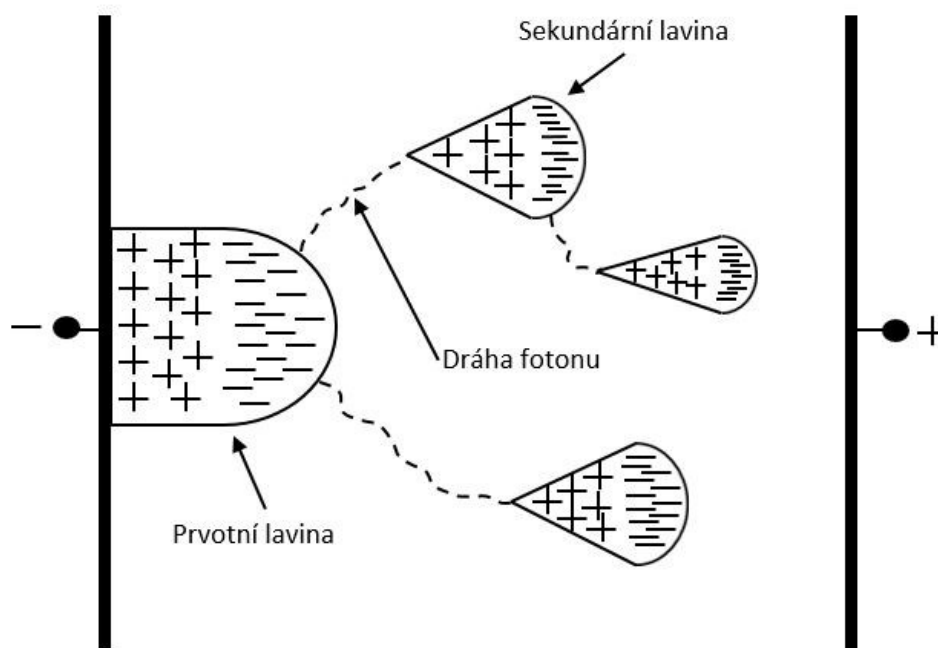
1.9.1 Strimér

Bylo zjištěno, že lavinovitý mechanismus přeskočků nedokáže vysvětlit krátké doby výstavby jiskry (10^{-6} až 10^{-7} s) při větších vzdálenostech elektrod (řádově 10^{-2} m) v homogenním poli. Rychlost pohybu elektronů se udává přibližně $10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a rychlost kladných iontů se uvádí asi 100x menší. V takovém případě tedy nemohou kladné ionty proběhnout celou vzdálenost mezi elektrodami a dopadem na katodu se podílet na sekundární emisi elektronů nezbytných pro splnění podmínky samostatného výboje.

Byl proto popsán nový jiný mechanismus přeskočků než lavinovitý – tzv. Strimér neboli kanálový výboj.

Za čelem postupující laviny zůstávají kladné ionty, neboť jejich rychlost je vzhledem k rychlosti elektronů téměř zanedbatelná. Tyto ionty vytvářejí prostorový náboj, který deformuje elektrické homogenní pole tak, že s narůstající hustotou elektronů a iontů vzrůstá hodnota napěťového spádu před a za čelem laviny. Tím dochází k urychlování elektronů a dále tedy k rozvoji nárazové ionizace. V čele laviny vznikají na základě principu pružných a nepružných srážek ionizační a budící pochody a dochází k fotoionizaci. Vlivem fotoionizace vznikne před čelem iniciační laviny nový elektron, který se vlivem zvýšené intenzity elektrického pole za čelem laviny, začne rychle pohybovat směrem k anodě. Začne docházet k nárazové ionizaci a vytvoří se nová sekundární lavina.

Tímto způsobem vznikají další sekundární laviny, které se spojují do úzkého výbojového kanálu a vzniká strimér, který nakonec překlene celou vzdálenost mezi katodou a anodou. Tento strimér se označuje jako katodový strimér. Obdobným způsobem vzniká i anodový strimér. [1], [4]



Obr. 11 Mechanismus kanálového výboje [1]

2 Praktická část – měření Paschenovy křivky

Pro ověření tohoto zákona provedeme měření, jehož výstupní hodnoty vykreslíme do grafu a porovnáme s hodnotami vypočtenými dle vzorce (23).

Samotné měření bude probíhat na měřicí soustavě, která byla pro tyto potřeby zhotovena na půdě univerzity.

2.1 Popis zařízení

Pro realizaci výbojů je hlavní součástí zařízení válcovitá skleněná nádoba, ve které se nacházejí hliníkové elektrody a která je součástí utěsněného vakuového systému. Obě strany této nádoby jsou uzavřeny pomocí hrubých mosazných desek, které jsou k obvodu nádoby spojeny a utěsněny pomocí gumových těsnících kroužků.

K těmto mosazným deskám jsou přivařeny měděné držáky, ve kterých jsou pomocí distančních kroužků připevněny mosazné elektrody, ke kterým jsou připojeny ony hliníkové měřicí elektrody. Tyto elektrody byly soustruženy s co největší přesností, aby jejich styčné plochy byly rovnoměrné a mezi elektrodami tak mohlo vzniknout v celé ploše elektrod homogenní prostředí. Jednoduchým pozorováním výbojů si můžeme homogenní prostředí ověřit. A to tak, že přeskok jiskry by měl probíhat v libovolných místech plochy elektrod a nikoliv jen v určitém místě. Doskokovou vzdálenost elektrod měníme pomocí různých distančních kroužků.

Celý vakuový systém je tvořený měděnými trubkami, které umožňují dobré svařování a jsou vhodné pro bezpečné uzemnění zařízení a jsou zakončené mosaznými konci, na které jsou připevněny tzv. rychlospojky sloužící k utěsněnému připojení různých komponent. Ať už se jedná o nějaké zařízení na měření tlaku nebo propouštějící ventily. Mosazné prvky byly použity z důvodu dobré obrábělnosti materiálu. Podtlak v nádobě je vytvářen pomocí dvoustupňové olejové rotační vývěvy, která je doplněná o hlukový filtr snižující hlukové emise. Z důvodů, že objem celého systému je v podstatě velmi malý a případné netěsnosti nebo i pouhé vypnutí (respektive uzavření ventilu pro vývěvu) by znamenalo náhle změny tlaku, byl do systému vřazen rezervoár ve tvaru skleněné baňky, který navýší objem daného systému a umožní tak stabilizaci vakua regulací pomocí propustného ventilu na vstupu do systému.

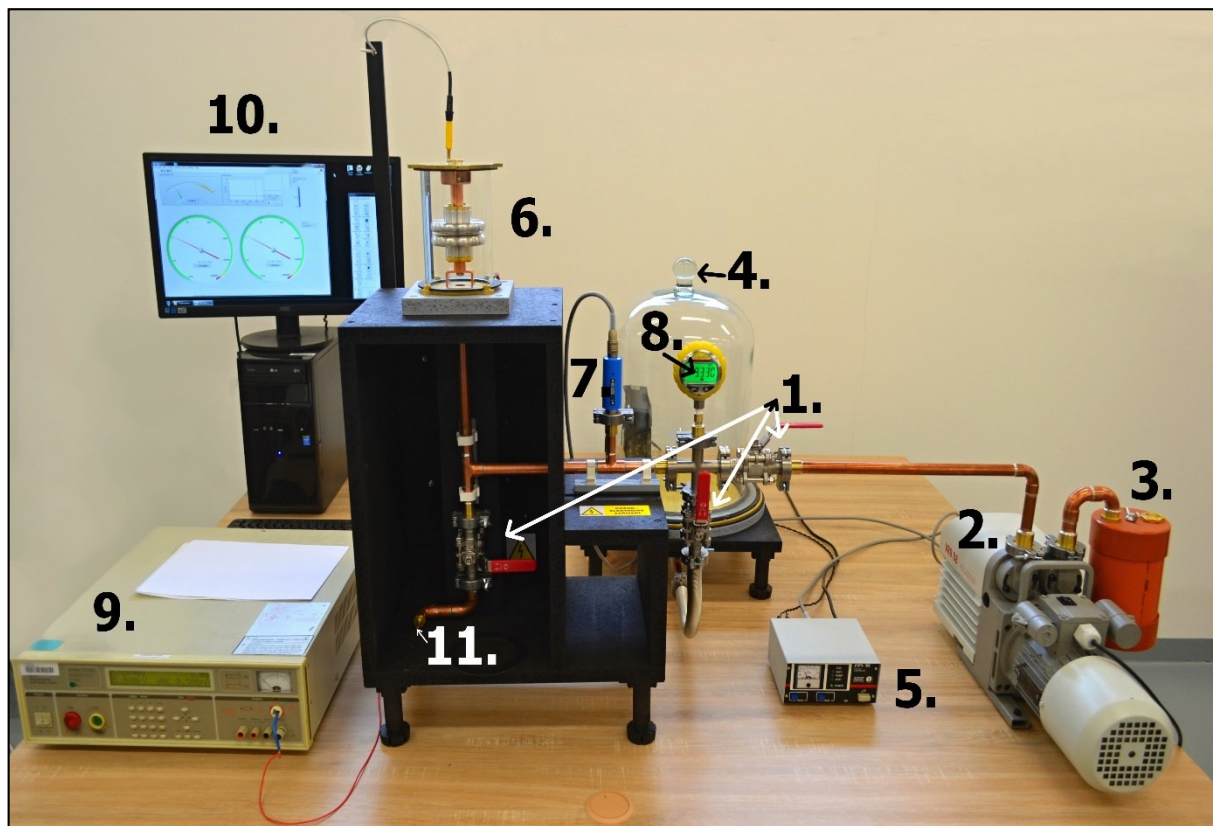
Další ventil umožňuje zavzdušňování systému v případě potřeby a rovněž slouží jako vstup pro vhánění jiného plynu, než je vzduch. Tím může být například oxid uhličitý či helium.

Pro měření tlaku byla do systému přes spojku vřazena Piraniho měrka umožňující měření velmi nízkých hodnot tlaků. Tato měrka je pro výstup dat připojena ke kontroléru vakua umožňujícím odečítání hodnot z logaritmického ukazatele. Pro přesné měření tlaku v řádu jednotek byl kontrolér pomocí měřicí karty propojen ještě s počítačem, kde se pomocí příslušného softwaru dají odečítat hodnoty. Pro srovnání hodnot bylo přidáno ještě jedno zařízení, elektronický manometr, který ovšem svým rozsahem umožňoval měřit až vyšší tlaky v řádech tisíců pascalů.

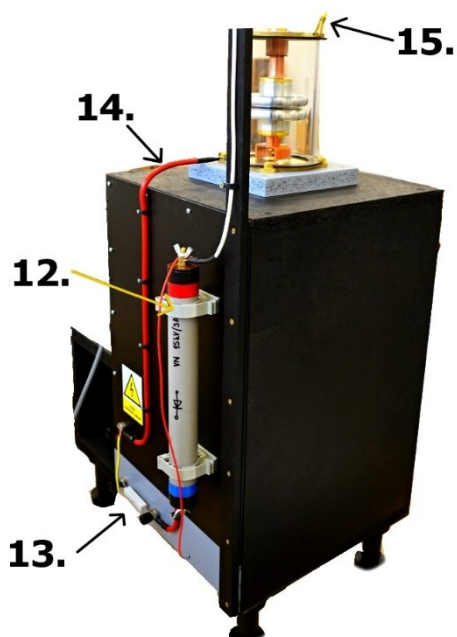
Pro generování vysokého napětí byl použit impulsní tester napětí s maximální hodnotou střídavého napětí 5 kV a stejnosměrného 6 kV. Měřicí systém s výjimkou vývěvy a zdroje napětí je umístěn v dřevotřískové skříni.

Ta je mimo jiné připravená i pro napájení pomocí vysokonapětového transformátoru. Pro tuto případnou potřebu je součástí zařízení rovněž vysokonapětová dioda (15 kV/3 A) a omezující odpor, který po proražení pevnosti sníží hodnotu proudu pro zamezení přechodu jiskrového výboje v oblouk.

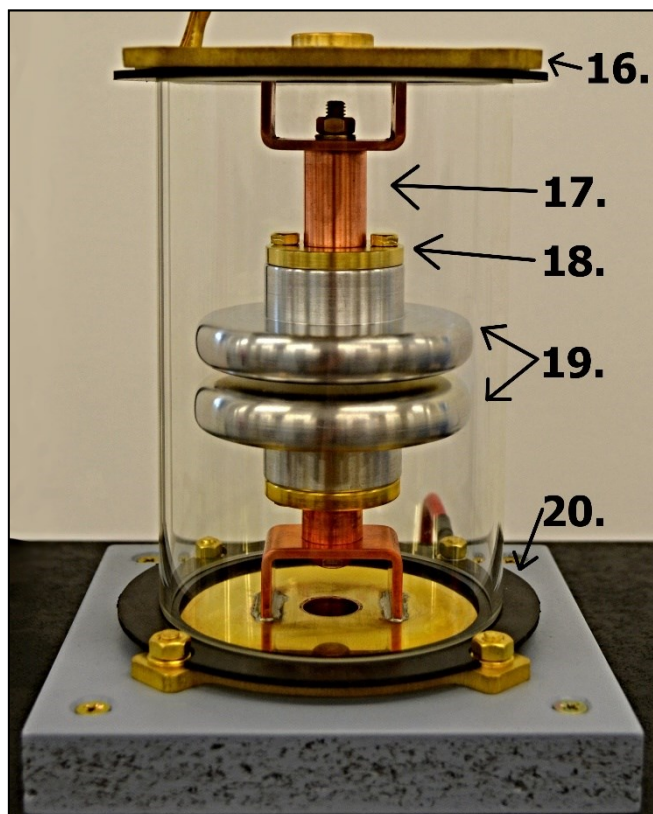
Nicméně, tento způsob napájení se nám neosvědčil a způsoboval značné problémy s měrkou tlaku. Napájení elektrod je zajištěno přivedením svorky impulsního testeru k jedné mosazné desce, která je vodivě spojená s měřicími elektrodami. Druhá mosazná deska je naopak uzemněná.



Obr. 12 Popis měřícího zařízení



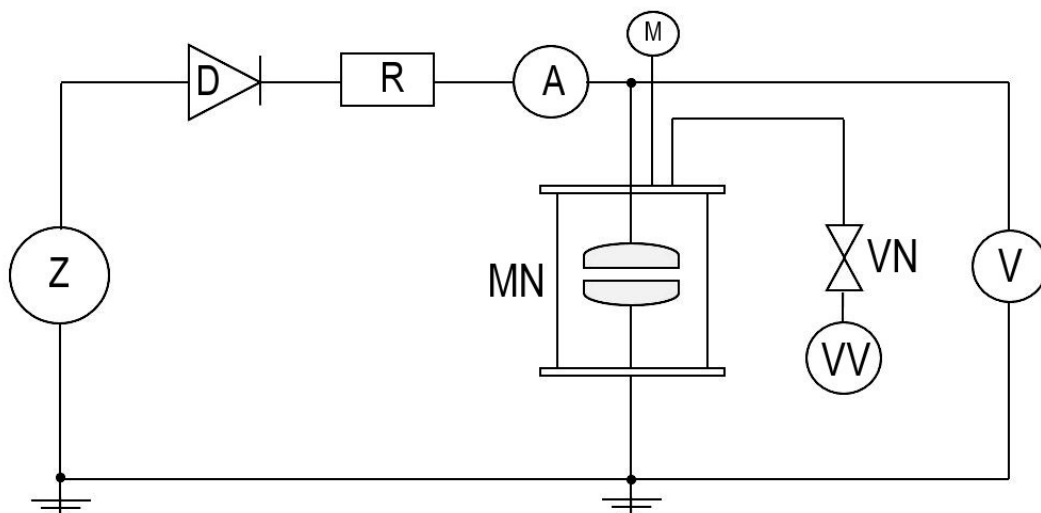
Obr. 13 Popis měřícího zařízení – zadní pohled



Obr. 14 Popis měřícího zařízení – detailní pohled na měřící elektrody

Legenda k popiskám:

- | | |
|---------------------------------------|-------------------------------------|
| 1 ... propustný ventil | 11 ... zavzdušňovací ventil |
| 2 ... 2.stupňová rotační vývěva | 12 ... vysokonapěťová dioda |
| 3 ... hlukový filtr | 13 ... omezující odpor |
| 4 ... rezervoár | 14 ... uzemňovací přívod |
| 5 ... vakuový kontrolér | 15 ... napájecí přívod |
| 6 ... měřící nádoba s elektrodami | 16 ... mosazná krycí deska |
| 7 ... Piraniho měrka | 17 ... distanční kroužek |
| 8 ... elektronický manometr | 18 ... uchycovací mosazné elektrody |
| 9 ... programovatelný impulsní tester | 19 ... měřící hliníkové elektrody |
| 10 ... pc výstup vakuového kontroléru | 20 ... gumové těsnění měřící nádoby |



Obr. 15 Obecné schéma pro měření elektrické pevnosti

Legenda k popiskám:

A ... ampérmetr

D ... vysokonapěťová dioda

M ... měřič tlaku

MN ... měřicí nádoba

R ... omezující odpor

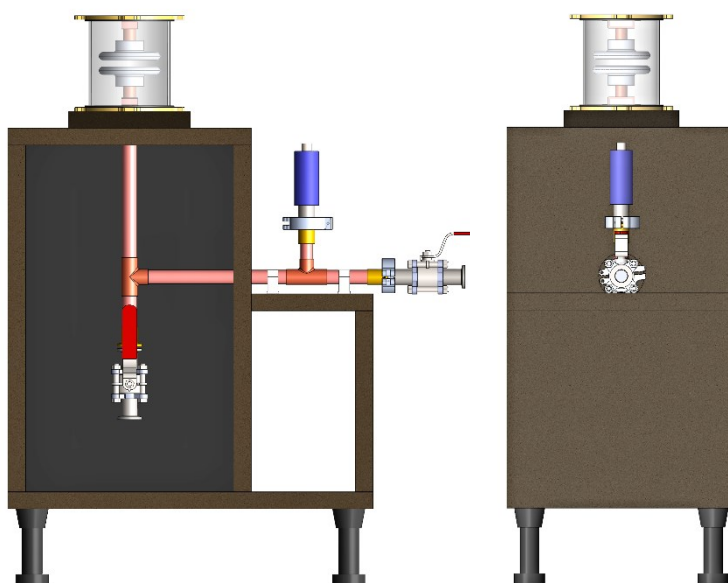
V ... voltmetr

VN ... propustný ventil

VV ... vývěva

Z ... zdroj napětí AC/DC

Než bylo zařízení sestaveno, byl pomocí softwaru Solidworks vytvořen 3D model zařízení:



Obr. 16 Počítačový 3D model měřícího zařízení

2.2 Postup měření a výstupní data

Na sestrojeném zařízení byly provedeny celkově dvě sady měření. Jedna pro doskokovou vzdálenost $d = 1$ mm a druhá pro $d = 2,5$ mm. Tato vzdálenost byla měněná pomocí distančního kroužku blíže zachyceného na Obr. 14. Každá hodnota byla změřená celkem 3x a následně dopočítána její průměrná hodnota.

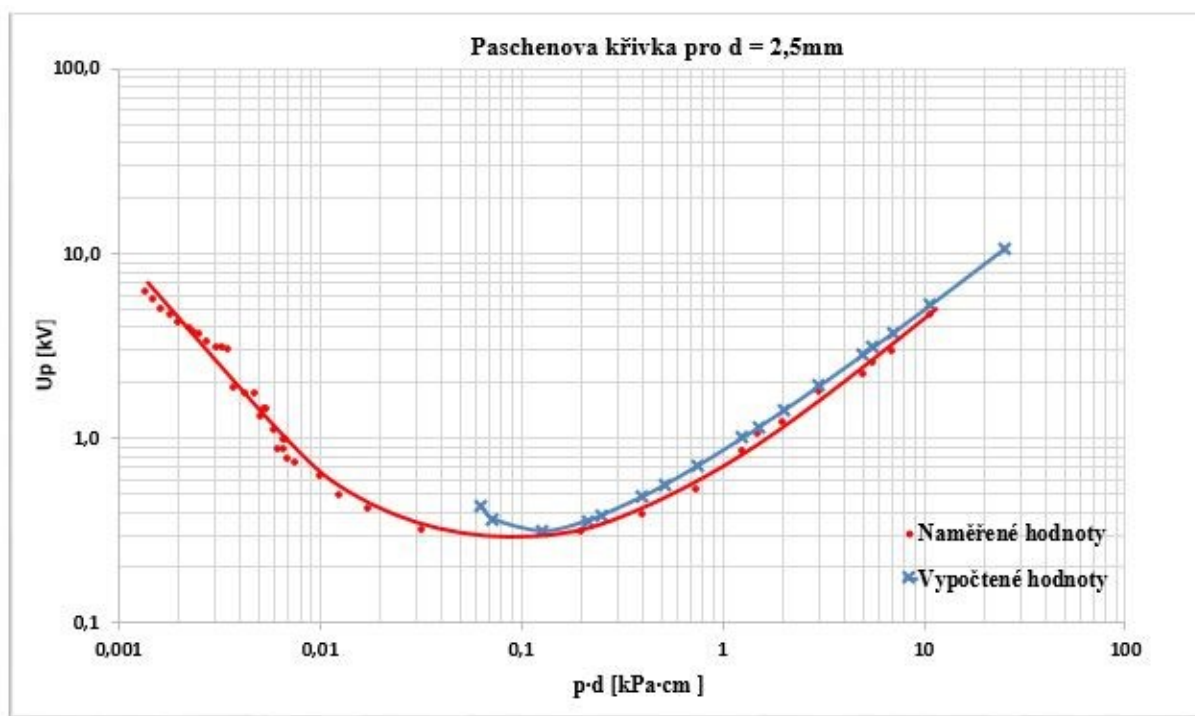
Měření probíhalo tak, že se pro zvolenou doskokovou vzdálenost elektrod měřily hodnoty přeskokového napětí vždy pro konkrétní hodnotu tlaku p v rozmezí 1 - 100 000 Pa. Sníženého tlaku bylo dosaženo postupným vakuováním pomocí dvoustupňové rotační vývěvy. Poté byly pomocí impulsního testeru generovány vysokonapěťové impulsy s nastavenou náběhovou rampou na mezní hodnotu testeru 5 kV (AC), s určitou nastavenou dobou setrvání, a v případě, že tester identifikoval přeskok mezi elektrodami, byla z voltmetru odečtená příslušná hodnota napětí tohoto přeskoku. Protože byly z přístroje odečítány efektivní hodnoty napětí U_p , jsou hodnoty uvedené v Tab. 1 a Tab. 2. přepočítány na maximální. Pro získání dalších hodnot byl postupně pomocí zavzdušňovacího ventilu zvyšován tlak v systému a stejným postupem pak byly při přeskocích odečítány hodnoty dalších přeskokových napětí U_p .

Přeskok mezi elektrodami byl doprovázen světelným projevem příslušného výboje (zpočátku modře světélkující doutnavý výboj přecházející posléze v jiskru). Nicméně pro fotodokumentaci byl tento jev nepředvídatelný s velmi krátkou dobou trvání.

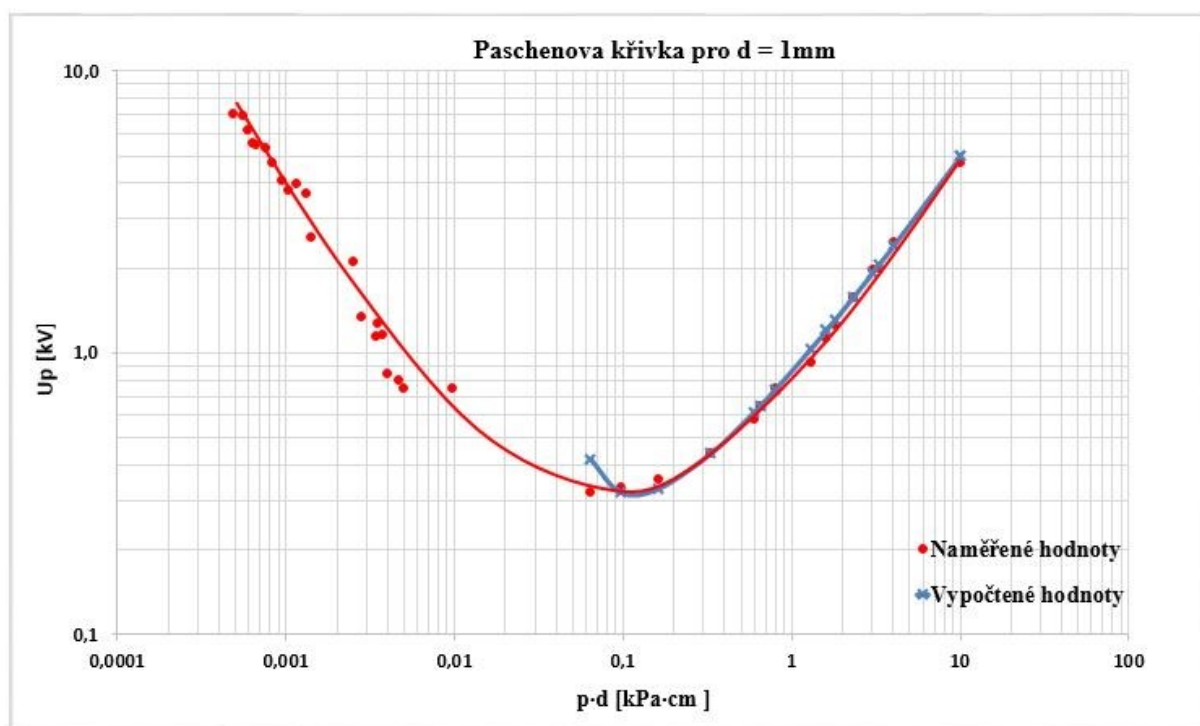
Pro ověření naměřených dat byly pro jednotlivé hodnoty tlaku p a doskokové vzdálenosti d vypočteny hodnoty přeskokového napětí U_m podle vzorce Paschenovy závislosti (23) s použitím příslušných konstant uvedených v popisu tohoto vzorce.

Z naměřených dat byly zhotoveny v logaritmických stupnicích dohromady dvě grafické závislosti součinu tlaku a doskokové vzdálenosti $p \cdot d$ na velikosti přeskokového napětí U_p pro srovnání naměřených a vypočtených hodnot reprezentující Paschenův zákon (viz. Obr. 17 a Obr. 18).

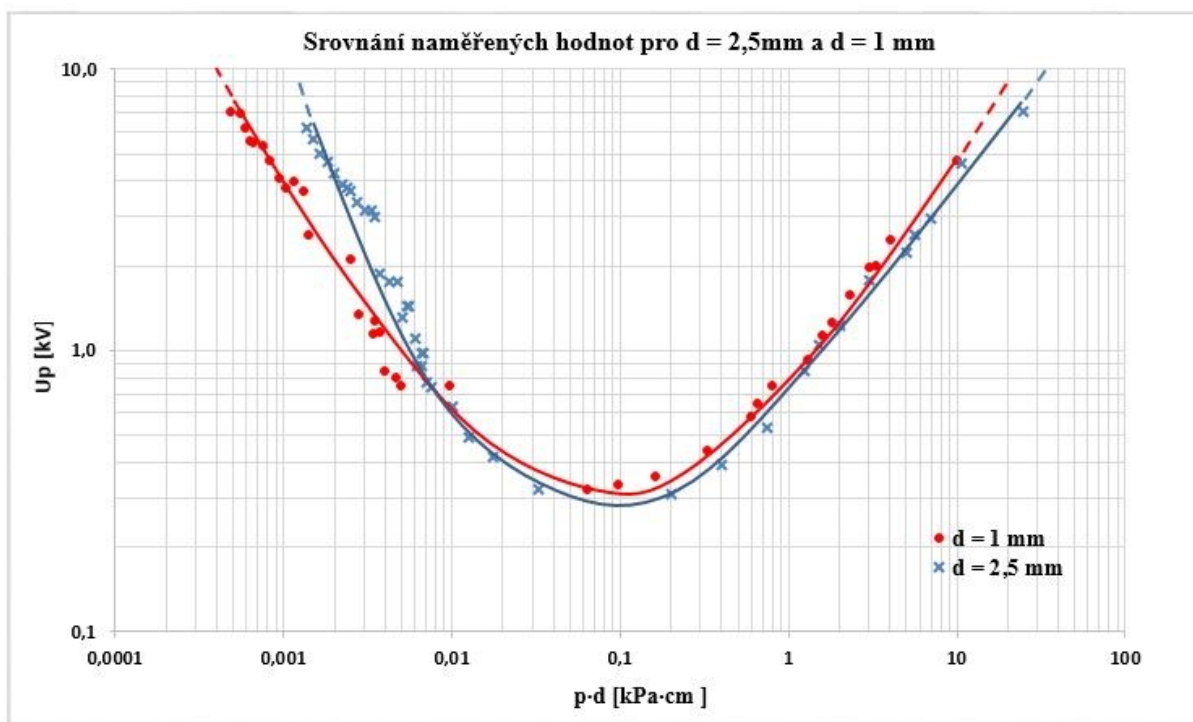
Abychom znění Paschenova zákona skutečně ověřili, byla zhotovená ještě třetí grafická závislost, která na Obr. 19 srovnává obě naměřené křivky. V závěru se pak budu věnovat popisu tohoto srovnání.



Obr. 17 Paschenova křivka pro $d = 2,5 \text{ mm}$



Obr. 18 Paschenova křivka pro $d = 1 \text{ mm}$



Obr. 19 Srovnání naměřených hodnot pro $d = 1$ a $2,5\text{ mm}$

Tab. 1 Naměřené a vypočtené hodnoty pro $d = 1 \text{ mm}$

d [cm]	p [kPa]	p·d [kPa·cm]	Up [kV]	Um [kV]
0,1	0,0048	0,0048	7,07	-0,00035
0,1	0,0055	0,0055	7,00	-0,00038
0,1	0,0059	0,0059	6,22	-0,00041
0,1	0,0063	0,0063	5,61	-0,00043
0,1	0,0066	0,0066	5,50	-0,00051
0,1	0,0075	0,0075	5,37	-0,00057
0,1	0,00825	0,00825	4,72	-0,00069
0,1	0,0095	0,0095	4,13	-0,00076
0,1	0,01025	0,01025	3,80	-0,00087
0,1	0,0115	0,0115	3,99	-0,00102
0,1	0,013	0,013	3,68	-0,00113
0,1	0,014	0,014	2,57	-0,00242
0,1	0,025	0,025	2,12	-0,00283
0,1	0,028	0,028	1,34	-0,00370
0,1	0,034	0,034	1,15	-0,00385
0,1	0,035	0,035	1,27	-0,00416
0,1	0,037	0,037	1,16	-0,00465
0,1	0,04	0,04	0,85	-0,00569
0,1	0,046	0,046	0,80	-0,00642
0,1	0,05	0,05	0,76	-0,01777
0,1	0,096	0,096	0,75	0,41941
0,1	0,64	0,64	0,32	0,31927
0,1	0,96	0,96	0,33	0,32837
0,1	1,6	1,6	0,35	0,43903
0,1	3,3	3,3	0,44	0,61856
0,1	6	6	0,58	0,65050
0,1	6,5	6,5	0,65	0,74414
0,1	8	8	0,75	1,03802
0,1	13	13	0,93	1,20461
0,1	16	16	1,13	1,31268
0,1	18	18	1,26	1,57451
0,1	23	23	1,58	1,92578
0,1	30	30	1,97	2,07205
0,1	33	33	2,02	2,40546
0,1	40	40	2,47	5,00616
0,1	100	100	4,74	5,00616

Tab. 2 Naměřené a vypočtené hodnoty pro $d = 2,5 \text{ mm}$

d [cm]	p [kPa]	p·d [kPa·cm]	Up [kV]	Um [kV]
0,25	0,0055	0,001375	6,20	-0,00110
0,25	0,006	0,0015	5,64	-0,00123
0,25	0,0065	0,001625	5,04	-0,00137
0,25	0,00725	0,0018125	4,69	-0,00158
0,25	0,008	0,002	4,27	-0,00180
0,25	0,009	0,00225	3,91	-0,00210
0,25	0,0095	0,002375	3,80	-0,00226
0,25	0,01	0,0025	3,70	-0,00242
0,25	0,011	0,00275	3,35	-0,00276
0,25	0,01325	0,0033125	3,14	-0,00357
0,25	0,014	0,0035	3,00	-0,00385
0,25	0,015	0,00375	1,87	-0,00424
0,25	0,017	0,00425	1,76	-0,00507
0,25	0,019	0,00475	1,75	-0,00596
0,25	0,0205	0,005125	1,31	-0,00666
0,25	0,022	0,0055	1,44	-0,00740
0,25	0,024	0,006	1,10	-0,00843
0,25	0,0265	0,006625	0,88	-0,00980
0,25	0,028	0,007	0,92	-0,01068
0,25	0,03	0,0075	0,77	-0,01190
0,25	0,05	0,0125	0,74	-0,02816
0,25	0,07	0,0175	0,63	-0,05452
0,25	0,102	0,0255	0,49	-0,13897
0,25	0,25	0,0625	0,42	0,43423
0,25	0,29	0,0725	0,32	0,36590
0,25	0,512	0,128	0,31	0,31546
0,25	0,85	0,2125	0,39	0,35963
0,25	1	0,25	0,43	0,38447
0,25	1,6	0,4	0,47	0,48667
0,25	2,06	0,2	0,52	0,56333
0,25	3	0,75	0,68	0,71327
0,25	5	1,25	0,85	1,00964
0,25	6	1,5	1,05	1,14973
0,25	8	2	1,23	1,41872
0,25	12	3	1,79	1,92578
0,25	20	5	2,23	2,86635
0,25	22,25	5,5625	2,59	3,11919
0,25	28	7	2,93	3,74879
0,25	43	10,75	4,62	5,31139
0,25	100	25	7,07	10,71951

3 Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo měření elektrické pevnosti vzduchu a ověření Paschenova zákona. V první části práce jsem se věnoval teoretickému popisu výbojové činnosti. Uvedl jsem, jak výboj vzniká, jak výboje dělíme. V závěru této části jsem se pak věnoval elektrické pevnosti a důkladnému rozboru Paschenova zákona nezbytného pro pochopení a správné provedení měření Paschenovy závislosti $U_p = f(p \cdot d)$ v druhé praktické části této práce.

Pro ověření znění Paschenova zákona začneme srovnáním naměřených křivek vynesných na Obr. 19. Jak můžeme vidět, pro obě doskokové vzdálenosti má průběh Paschenových křivek pro vzduch takřka stejný charakter průběhu, což jenom prokazuje správnost funkční závislosti $U_p = f(p \cdot d)$ Paschenova zákona. Odchyly v klesající a rostoucí větvi si záhy objasníme.

Když porovnáme naměřené a vypočtené hodnoty přeskokového napětí v obou zbývajících charakteristikách na Obr. 17 a Obr. 18 zjistíme, že v obou případech měření s jistými odchylkami odpovídá teoreticky vypočteným charakteristikám. Oblast minima $U_{p \min}$ se pohybuje kolem hodnoty 0,32 kV.

Příčin, které způsobily nepřesnosti naměřených hodnot, je více. V prvé řadě třeba zmínit samotné zařízení. Snahou tohoto laboratorního měření bylo vytvořit co nejlépe utěsněné zařízení, ale nějaké minimální netěsnosti jsou neodmyslitelné. Velkým problémem dále byla samotná regulace tlaku. Když bylo zařízení vyvákuováno a začalo se měřit, bylo zapotřebí postupně zvyšovat tlak. Toho bylo docíleno připouštěním vzduchu pootevřením zavzdušňovacího ventilu. Nicméně, při tak malém objemu celého systému (leč jsme se ho snažili pro stabilizaci tlaku navýšit přídavným rezervoárem), bylo velice problematické regulovat tlak. Často se tak stávalo, že změna tlaku byla příliš velká a bylo třeba ho opětovně snížit. Problematické bylo především měření levé části křivky odpovídajícím nízkým hodnotám tlaku. S tím souvisí i fakt, že připouštěním vzduchu se do systému dostávaly částice ovlivňující ionizaci prostředí.

V oblasti vyšších tlaků bylo měření už snazší, protože rozdíl byl už řádu desítek a stovek Pa. Omezením ale byla Piraniho měřka, která je přesnější především pro oblast nízkých tlaků. V pravé části křivky, tedy v oblasti vyšších tlaků, se hodnoty změřené Piraniho měrkou a pomocným elektronickým manometrem značně lišily.

Konstrukční problém, který mohl do značné míry ovlivňovat výsledky měření, byly gumové těsnící kroužky, pomocí kterých byla měřicí nádoba z obou stran uzavřena mosaznými deskami.

Vzhledem k podtlaku, který uvnitř nádoby vznikál, byly síly působící na toto těsnění tak velké, že se těsnění mírně deformovalo a ovlivnilo tak mírně doskokovou vzdálenost elektrod. Jako možné řešení tohoto problému by mohlo být uložení celé měřicí nádoby do nějaké skleněné nádoby.

Charakteristiku Paschenovy křivky by šlo proměřit i důkladněji, nicméně kromě indispozice použití širšího rozsahu tlaků, jsem byl limitován maximální hodnotou napětí impulsního testeru, který umožňoval vytvořit maximální napěťový impuls 5 kV (AC). Nicméně, pro toto měření bylo takto zvolené maximální napětí i z bezpečnostních důvodů.

V práci byly shrnuty základní aspekty z oblasti výbojové činnosti plyných izolantů. Výstupní data této práce mohou posloužit při zpracovávání další problematiky. Jako možný směr odvíjení se této práce považuju například zdokonalení měřícího zařízení. Nabízí se také možnost proměřit tuto charakteristiku pro další plyny, zvolit různý tvar elektrod a data porovnat.

Seznam použité literatury a informačních zdrojů

- [1] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. I. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006. ISBN 8073001896.
- [2] HAVELKA, Otto a kolektiv. *Elektrické přístroje*. I. vyd. Praha 1 : SNTL, 1985.
- [3] MACH, Veleslav. *Technika vysokého napětí*. II. přepracované vydání. Ostrava: VŠB - TUO, 2006. ISBN 80-248-1161-8.
- [4] GROSS, Boleslav. *Elektrické výboje v plynech*. I. vyd. Praha 1: SNTL, 1967.
- [5] VEVERKA, Antonín. *Technika vysokých napětí*. II. vyd. Praha 1: SNTL, 1978.
- [6] HELLER a VEVERKA. *Elektrická pevnost*. I vyd. Praha 7: Československá akademie věd, 1957.
- [7] MARTISOVITŠ, Viktor. *Základy fyziky plazmy: Učebný text pre 3. ročník magisterského študia* [online]. Bratislava, 2004 [cit. 2016-02-13]. Dostupné z: (http://is.muni.cz/el/1431/jaro2013/C6900/um/Martisovits-Zaklady_fyziky_plazmy.pdf). Univerzita Komenského.
- [8] KUBEŠ, Pavel. *Impulsní silnoprůdové výboje a jejich charakteristika: Studijní text pro doktorské studium* [online]. Praha, 2004[cit. 2016-02-20]. Dostupné z: (<http://docplayer.cz/731852-Studijni-text-pro-doktorske-studium-pavel-kubes-fel-cvut.html>). FEL ČVUT.
- [9] FABŠIC, Bc. Jiří. *Částečné výboje v plynném izolantu* [online]. Plzeň, 2014 [cit. 2016-04-16]. Dostupné z: (https://otik.uk.zcu.cz/bitstream/handle/11025/12363/DP__FABSIC_Jiri.pdf?sequence=1); Diplomová práce. Západočeská univerzita v Plzni. Vedoucí práce Ing. Petr Martínek, Ph.D.
- [10] KRACÍK, Jiří, Josef B. SLAVÍK a Jaromír TOBIÁŠ. *Elektrické výboje*. I vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1964.
- [11] KUFFEL, E., W. S. ZAENGL a J. KUFFEL. *High Voltage Engineerign: Fundamentals*. II. vyd. d: Butterworth-Heinemann, 2000. ISBN 978-0-7506-3634-6.
- [12] HAVELKA, Otto. *Stavba elektrických přístrojů I*. I. vyd. Brno: Rektorát Vysokého učení technického v Brně, 1984.

4 Seznam příloh

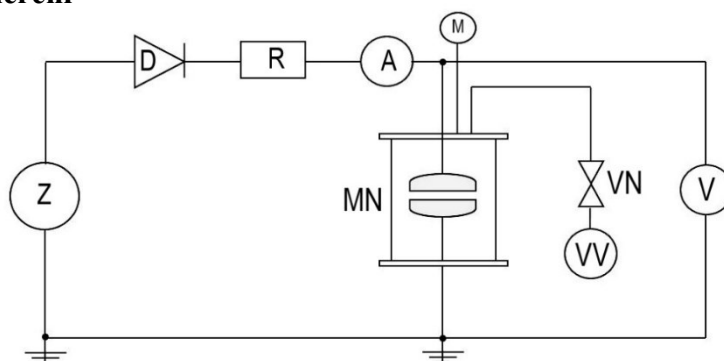
Označení	Název přílohy	Číslo stránky
Příloha A	Výstupní protokol pro laboratorní měření	43

Laboratorní úloha – měření Paschenovy křivky

1. Zadání

Proveďte ověření Paschenova zákona změřením závislosti přeskovového napětí U_p na součinu tlaku a doskovkové vzdálenosti $p \cdot d$ na laboratorním přípravku. Naměřené hodnoty graficky vynesete a porovnejte s vypočtenými hodnotami.

2. Schéma měření



Obr. 1 Schéma měřicí soupravy

3. Popis měřicí soupravy

Základní součástí zařízení je měřicí nádoba (MN), ve které jsou umístěny elektrody, mezi kterými bude docházet k přeskoku. Pro snížení tlaku použijeme vývěvu (V). Regulaci tlaku zajišťujeme pomocí ventilů (VN) a měříme příslušným vakuometrem (M). Jako napájení (Z) použijeme buďto impulsní tester napětí, nebo vysokonapěťový transformátor, pro který je součástí zařízení vysokonapěťová dioda (D) a omezující odpor (R). Pro měření napětí použijeme voltmetr (V). Rovněž můžeme sledovat hodnotu proudu podle ampérmetru (A).

4. Teoretický rozbor

K elektrickému přeskoku v plynném izolantu dochází důsledkem výbojové činnosti. Aby ale výboj vůbec mohl vzniknout, musí být plynný izolant schopný vést elektrický proud. Musíme tedy zajistit dostatečný přísun volných nosičů náboje, které vznikají ionizací, kdy při dodání určité ionizační práce (která je větší, než ionizační energie daného plynu) dojde k uvolnění jednoho nebo více elektronů z dříve neutrální molekuly.

Postupným zvyšováním intenzity elektrického pole jsou elektrony uvolněné z katody urychlovány natolik, že získají potřebnou energii nutnou k vyvolání nárazové ionizace a při dostatečném počtu takto nově vzniklých sekundárních elektronů n_1 plyn začne ztrácet svou elektroizolační pevnost a výboj přejde do oblasti samostatné vodivosti, kdy nepotřebuje vnější zdroj ionizační energie a posléze dojde k elektrickému přeskoku. Pro n_1 platí:

$$n_1 = e^{\alpha \cdot d} - 1 \quad (1)$$

Kde ... n_1 je počet nově vzniklých sekundárních elektronů lavinovitým mechanismem $e^{\alpha \cdot d}$ po odečtení počátečního elektronu, který lavinu započal.

Pro vytvoření samostatného výboje musí být intenzita pole, tlak a vzdálenost elektrod takové, aby elektrony opouštějící katodu, vytvořily při srážkách kladné ionty, které svým dopadem na katodu uvolní další sekundární elektrony n_2 , které způsobují prudký nárůst proudu. Příspěvek nových elektronů je charakterizován ionizačním číslem γ a pro n_2 platí:

$$n_2 = \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (2)$$

Za podmínky, že počet těchto sekundárních elektronů n_2 bude alespoň roven jedné, není už zapotřebí zdroje ionizačního činidla a je splněná podmínka samostatného výboje:

$$1 \leq \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (3)$$

Z Townsendovy podmínky samostatného výboje a vztahu pro ionizační číslo α můžeme matematickými úpravami odvodit vztah pro přeskokové napětí U_p :

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} \text{ [kV]} \quad (4)$$

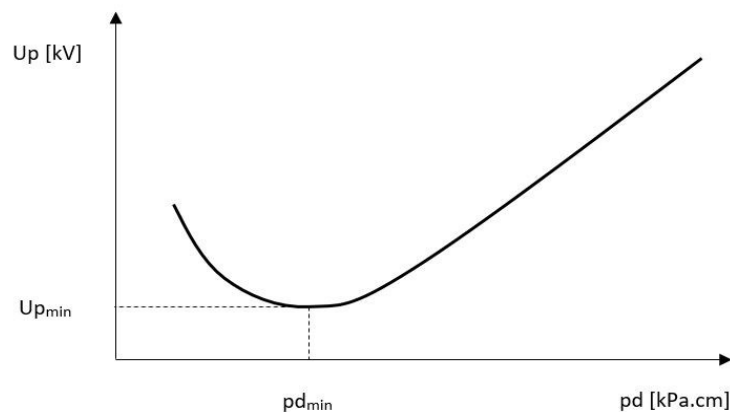
Kde: A a B ... konstanty závislé na druhu plynu a na teplotě.

Hodnoty konstant pro vzduch: $A = 109,5 \text{ l}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$, $B = 2738 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{kPa})$

Hodnota ionizačního čísla γ pro hliníkové elektrody ve vzduchu: $\gamma = 0,01$

(Hodnota ionizačního čísla se liší v závislosti na materiálu elektrod)

Funkční závislost $U_p = f(p \cdot d)$ je charakterizována tzv. Paschenovou křivkou:



Obr. 2 Průběh Paschenovy křivky

Pro tuto závislost platí, že pokud chceme, aby byla hodnota přeskokového napětí U_p zachována, tak v případě, když bychom n -krát zmenšili hodnotu tlaku plynu, museli bychom o tentýž n -tý násobek zvětšit doskovou vzdálenost elektrod.

Vzrůstající a klesající část křivky má své odůvodnění. Pro oblast malých tlaků (levá klesající část křivky) platí, že střední volná dráha elektronů je příliš dlouhá a proto velká část elektronů při průletu mezi katodou a anodou nenarazí na do ostatních neutrálních částic a nepřispívají tak k ionizaci potřebné k tvorbě dalších nosičů náboje důležitých pro vytvoření a udržení výboje. Pro oblast vysokých tlaků pro změnu platí, že střední volné dráhy jsou naopak krátké a elektrony se tak neutrálními částicemi srážejí příliš brzo, aniž by stihly díky urychlení elektrickým polem získat potřebnou kinetickou energii nutnou pro ionizaci.

Charakteristické „sedlo“ křivky je tzv. minimální napětí $U_{p \min}$, pro které platí, že pod tuto hodnotu je výboj neudržitelný a rovněž nemůže ani vzniknout. Hodnota tohoto napětí byla pro vzduch experimentálně stanovena v rozmezí 335 až 350 V.

5. Postup měření

- Pomocí distanční vložky nastavte požadovanou vzdálenost elektrod
- Měřicí nádobu důkladně uzavřete a zkontrolujte těsnost celého zařízení
- Pomocí vývěvy snižte tlak vzduchu v nádobě na hodnotu 1 - 10 Pa
- Zvyšujte napětí na elektrodách, dokud nedojde k přeskoku a odečtěte hodnotu U_p
- Každé měření opakujte 3x a následně spočítejte průměrnou hodnotu U_p
- Postupně zvyšujte tlak až do 100 kPa (s krokem 10 Pa do oblasti $U_{p \min}$ a s krokem 100-10000 Pa od oblasti $U_{p \min}$) a opakujte bod d)
- Naměřené a zprůměrované hodnoty zapisujte do tabulky Tab. 1

Tab. 1 Naměřené a vypočtené hodnoty

d [cm]	p [kPa]	p·d [kPa·cm]	U_p [kV]	U_m [kV]
--------	---------	--------------	------------	------------

6. Vyhodnocení výsledků

- Z naměřených hodnot sestrojte grafickou závislost $U_p = f(p \cdot d)$
- Proveďte výpočet přeskokového napětí U_m , pro hodnoty $p \cdot d$, podle vzorce (4)
- Z vypočtených hodnot sestrojte grafickou závislost $U_m = f(p \cdot d)$
- Obě grafické závislosti vyneste do společného grafu, srovnějte a vyhodnoťte
- Lokalizujte a určete hodnotu minimálního přeskokového napětí $U_{p \min}$

7. Závěr